



**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH**  
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG  
**Institut für Reaktorentwicklung**

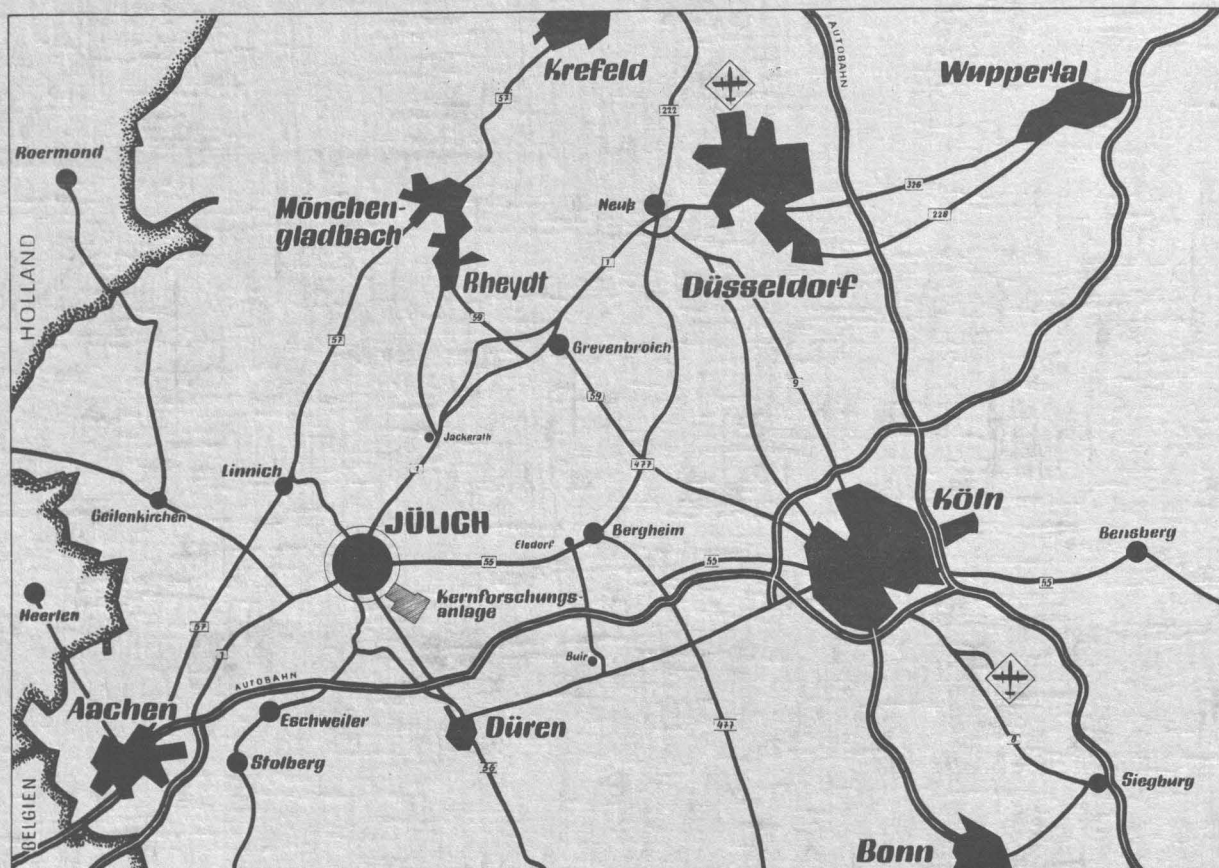
**Brennstoffzyklus eines  
600 MW<sub>e</sub>-Zweizonen-Kugelhaufencores  
bei reflektorseitiger Regelung**

von

Hans Jürgen Bock

**Jül - 645 - RG**  
**März 1970**

Als Manuskript gedruckt



# **Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 645**

Institut für Reaktorentwicklung Jül - 645 - RG

Dok.: Reactors, Pebble-Bed - Reactor Fuel Cycle  
Reactors, Power - Reactor Fuel Cycle  
Reactor Fuel Cycle - Reactors, Pebble-Bed

DK: 621.039.54-49 : 621.039.516.4  
621.039.577 : 621.039.516.4  
621.039.516.4 : 621.039.54-49

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,  
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**Brennstoffzyklus eines  
600 MW<sub>e</sub>-Zweizonen-Kugelhaufencores  
bei reflektorseitiger Regelung**

von

Hans Jürgen Bock

1. Einleitung
2. Rechenmodelle und Programmentwicklung
  - 2.1 Berechnungsmodell für den Abbrandgleichgewichtszyklus eines Einzonencores.  
Berechnung der Zerfalls- und Abbrandketten
  - 2.2 Erweiterung des Modells auf zwei Corezonen bei einem bestimmten Beschickungsmodus
    - 2.2.1 Festlegung der Coredimensionen
    - 2.2.2 Die nukleare Auslegung der beiden Zonen
    - 2.2.3 Beschickungsplan für das Zweizonencore im stationären Betrieb
  - 2.3 Zweidimensionales Diffusionsprogramm zur Bestimmung der Leistungsdichten und des Reaktivitätshubes
  - 2.4 Temperaturberechnung im Core
3. Coreauslegung des 600 MWe-Zweizonencores
  - 3.1 Vorgegebene Auslegungsdaten und auferlegte Begrenzungen
  - 3.2 Maschennetaufteilung für die zweidimensionale Diffusionsrechnung im Core mit zentralem und mit drei Kugelabzügen
  - 3.3 Einfluß der variierten Parameter auf die maximale Gasaustrittstemperatur
    - 3.3.1 Änderung des Thoriumgehaltes einer frischen Kugel der Innenzone
    - 3.3.2 Änderung der Spaltstoffanteile am Thoriumgehalt einer frischen Kugel der Innenzone
    - 3.3.3 Änderung des Thoriumanteils der Außenzone, gemessen an dem der Innenzone
    - 3.3.4 Variation der Außenzonendicke
    - 3.3.5 Wahl des Referenzzyklus
    - 3.3.6 Auslegungsdaten und Temperaturen des Referenzzyklus

- 3.4 Temperaturvergleich bei unterschiedlichen Kugelabzugskonstruktionen
  - 3.5 Einfluß der Standzeitenänderungen der Kugeln auf die Temperaturprofile und die schnelle Dosis
  - 3.6 Abhängigkeit der Reaktivität von der Reflektorvergiftung
  - 3.7 Perspektivische Darstellung der Leistungs- und Temperaturverteilung im Core
- 4. Schlußbetrachtung
  - 5. Literaturnachweis



## 1. Einleitung

Für einen Kugelhaufenreaktor größerer Leistungseinheit, beispielsweise für ein 600 MWe-Core, soll ein solcher Brennstoffkreislauf im stationären Betrieb angegeben werden, daß eine Regelung des Reaktors vom Reflektor her möglich ist. Die reflektorseitige Regelung ist deshalb von Bedeutung, weil direkt in das Core eintauchende Absorberstäbe für eine Regelung bei häufigem Lastwechsel die Zerstörungsrate der Graphitkugeln beträchtlich erhöhen würde. Dieses Konzept erfordert eine Zweizonenanordnung im Core mit Kugeln unterschiedlicher Spaltstoff- und Thoriumkonzentrationen. Ein homogenes Einzonencore wäre nicht möglich, weil der Neutronentransport vom Core in den Reflektor für eine Regelung nicht ausreichen würde. Durch eine höhere Spaltstoffanreicherung in der äußeren Corezone eines Zweizonenkonzeptes kann der Neutronenausfluß in den Reflektor erhöht werden und damit auch die Einflußnahme von Reflektorstäben auf die Neutronenökonomie im Core.

Ein weiterer Grund für ein Zweizonencore sind die erreichbaren flacheren radialen Gasaustrittstemperaturprofile. Ein großes homogenes Einzonencore würde zum Reflektor hin einen starken Leistungsabfall aufweisen, der zu einer ungünstigen Temperaturform führte. Die Spaltstoffanreicherung in einer Außenzone hat dagegen dort ein Anheben des Leistungsniveaus zur Folge, so daß die Temperaturprofile gleichmäßiger verlaufen.

Es besteht nun einmal die Aufgabe, ein Abbrandprogramm für 2 Zonen zu entwickeln, das der Spezifikation des Kugelhaufencores genügt, und zum anderen einen Brennstoffzyklus zu suchen, der bei einem erforderlichen Regelhub zu vertretbaren gleichmäßigen Temperaturprofilen für alle Betriebszustände führt. Als verschiedene Betriebszustände werden neben dem Normalfall der 100%igen Leistungserzeugung noch die Lastschwankungen von 100%

auf 40% und Wiederhochfahren der Leistung auf 100% verstanden. Hierbei tritt zunächst ein verstärkter Aufbau des Xenons auf und nach dem Wiederanfahren auf 100% eine Xenonsenke, deren unterschiedliche Absorptionsraten durch verschiedene Reflektorstabpositionen kompensiert werden müssen. Entsprechend entstehen abweichend vom normalen Betriebsfall (100% Last) unterschiedliche Leistungs- und Temperaturprofile, die ebenfalls bestimmten auferlegten Grenzbedingungen genügen müssen.

## 2. Rechenmodelle und Programmentwicklung

### 2.1 Berechnungsmodell für den Abbrand-Gleichgewichtszyklus eines Einzonencores

Das vom DRAGON-Projekt in Winfrith entwickelte Abbrandprogramm BABS [1] ermöglicht Brennstoffkreislaufuntersuchungen für graphitmoderierte Konverterreaktoren für den Thorium-Uran-Brutzyklus. Zwei Typen von Brennelementen sind zugelassen, die verschieden lange im Core abgebrannt werden können. Als Berechnungsmodell liegt dem Programm das kontinuierliche Beschickungsprinzip zugrunde. Ein wesentliches Merkmal dieses Umwälzsystems ist der Betrieb bei einer Kritikalität 1, wobei alle Abbrandzustände vom frischen bis zum maximal abgebrannten Brennelement im Reaktor simultan vorhanden sind. Als Library für diese nuklearen Daten der Schwermetalle und Spaltprodukte steht dem Programm die "Dragon Nuclear Data Library III" [2] zur Verfügung. Während der Programmentwicklung wurde von BBK in Mannheim eine verbesserte MUPO-Library V [3] erstellt, deren Daten allen Untersuchungen zugrunde liegen. Das Programm rechnet nulldimensional und besteht aus einem spektralen Teil, der die 43 Gruppen-Library benutzt und einem reinen Abbrandteil, der die Konzentrationen von 64 Nukliden, nämlich 16 Schwermetallen und 44 Spaltprodukten berechnet. Bei den Schwermetallen handelt es sich um die beiden Abbrandketten Thorium und Uran-238.

In dem Programm BABS werden die Anfangskonzentrationen der beiden Kugeltypen, der Breed- und der Feedkugel, berechnet, wobei folgende Größen bekannt sein müssen.

$\sigma_{f,i}$   $\sigma_{a,i}$   $\lambda_i$   $D$  werden der Library entnommen und zu Zweigruppenquerschnitten gemittelt

$\phi$   $N_c$   $M$   $B^2$   $T$  werden vorgegeben

Sind die Anfangskonzentrationen berechnet worden, so sind damit auch die Folgenuklide bekannt. Der Einfluß der Konzentrationen auf das Neutronenspektrum und damit auf die durch Mittelung gewonnenen Zweigruppenquerschnitte sowie der rückwirkende Einfluß der Querschnitte auf die Anfangskonzentrationen wird durch iterative Lösung berücksichtigt.

## 2.2 Erweiterung des Modells auf zwei Corezonen bei einem bestimmten Beschickungsmodus

Ein Reaktor größerer Leistung kann nicht mehr als Einzonencore konzipiert werden, weil sonst die Temperaturprofile zu starke Gradienten haben. Das vorhandene Einzonensprogramm muß also zur Berechnung mehrerer Zonen erweitert werden. Wie später gezeigt wird, kann ein 600 MW Core noch mit zwei Corezonen ausgelegt werden. Daher wird die Programmerweiterung zunächst auf zwei Corezonen beschränkt. Beiden Zonen fallen dabei unterschiedliche Aufgaben zu. Da die Leistungsdichte in beiden Zonen möglichst gleich groß sein soll, und weil im Hinblick auf reflektorseitige Regelung der Einfluß auf den Neutronenfluß von außen möglichst hoch sein soll, muß die Außenzone mehr Neutronen erzeugen als die Innenzone. Der Spaltstoffgehalt muß also außen höher sein, womit hier automatisch Feedaufgaben zu übernehmen sind. Es müssen mehr Neutronen erzeugt werden als in der Innenzone, wobei ein Teil dieser Neutronen in den Reflektor abgegeben werden und zu Regelzwecken zur Verfügung stehen, während ein anderer



Teil zur Innenzone zur Übernahme von Breedaufgaben wandern. Die Innenzone wird also als Breedzone mehr Thorium und weniger Spaltstoff enthalten. Hieraus zeichnet sich ein bestimmter Beschickungsplan ab. Die Innenzone wird mit Thoriumkugeln (Breed-) gespeist, denen zur Verkleinerung des Agefaktors eine festzulegende Menge hochangereicherten spaltbaren Materials beigegeben wird. (Der Agefaktor ist das Verhältnis der maximalen Leistung zur zeitlich mittleren einer Kugel). Nachdem die Breedkugel die Innenzone mehrmals durchwandert und ihre vorgeschriebene Verweilzeit erreicht hat, wird sie der Wiederaufbereitungsanlage zugeführt. Die dort gewonnenen Schwermetallnuklide werden nach Berücksichtigung von Wiederaufarbeitungsverlusten in die Kugel der Außenzone gefüllt. Beim Thorium wird allerdings nicht die vorhandene Menge gewählt, sondern weniger, weil die Außenzone gegenüber der Innenzone weniger Thorium und mehr Spaltstoff enthalten soll. Um den Reaktor kritisch zu halten, muß der Feedkugel noch eine bestimmte, vom Programm errechnete Menge hochangereicherten Urans beigegeben werden.

### 2.2.1 Festlegung der Coredimensionen

In den beiden Corezone werden aufgrund der unterschiedlichen Spaltstoffgehalte und Volumina ( $V_1$ ;  $V_2$ ) auch verschiedene Leistungsdichten ( $Ld_1$ ;  $Ld_2$ ) vorhanden sein.

$$Ld_1 = \frac{L_1}{V_1} ; \quad Ld_2 = \frac{L_2}{V_2}$$

$$V = V_1 + V_2 = \pi \cdot r_1^2 H + \pi (r_2^2 - r_1^2) H$$

Die gesamte Coreleistung soll aber einen vorgeschriebenen, in der Dateneingabe angenommenen Wert haben:

$$\frac{L_{el}}{\eta} = L_1 + L_2$$

$L_{el}$  ist die elektrische Nettoleistung des Reaktors,

$\eta$  der gesamte Wirkungsgrad der Anlage,

$H$  die Corehöhe,

$\left. \begin{matrix} r_1 \\ r_2 \end{matrix} \right\}$  die beiden Zonenradien

Man könnte nun die Corehöhe und die Radien vorgeben, um obige Gleichungen zu erfüllen. Es hat sich aber als praktisch erwiesen, noch das H/D-Verhältnis ( $h$ ) einzuführen. Gibt man außerdem noch die Dicke der Außenzone ( $d$ ) vor, so kann man aus obigen Beziehungen den Coreradius berechnen:

$$\sigma = \frac{L_{el}}{2 h \eta \pi L_{d1}} + d^2 \left(1 - \frac{L_{d2}}{L_{d1}}\right) r_2 + 2d \left(\frac{L_{d2}}{L_{d1}} - 1\right) r_2^2 + r_2^3 \quad (1)$$

Die Leistungsdichten der beiden Zonen ergeben sich aus den jeweils vorhandenen nuklearen Verhältnissen.

### 2.2.2 Die nukleare Auslegung der beiden Zonen

Konnte man bisher bei der Einzonenversion des Programms mit einem geschätzten geometrischen Buckling gute Ergebnisse erzielen, so ist diese Abschätzung jetzt nicht mehr möglich, weil beispielsweise die Außenzone Neutronen zum Reflektor und zur Innenzone abgibt und die Innenzone damit ein negatives Buckling hat. Die Bucklings beider Zonen stehen aber durch den Neutronenflußverlauf im gesamten Core miteinander in Beziehung. Eine zumindest eindimensionale Diffusionsrechnung ist also unbedingt erforderlich. Sie berechnet anhand von Konzentrationen und Wirkungsquerschnitten für die oben beschriebene Dimensionierung des Cores die Flußverläufe in radialer Richtung die Produktions- und Absorptionsraten. Außerdem werden die Bucklings und die für die Abbrandrechnung notwendigen räumlich gemittelten Flüsse

jeder Zone berechnet. Um auch den axialen Neutronenausfluß zu erfassen, wird das eindimensionale Diffusionsprogramm abwechselnd in r- und z-Richtung angewendet. Bei der Rechnung in z-Richtung wird aber nur die Innenzone zur Bestimmung des axialen Bucklings berücksichtigt. Das Buckling der Außenzone wird dem der Innenzone gleichgesetzt. Strenggenommen müßte für jede Zone getrennt eine Diffusionsgleichung in z-Richtung durchgeführt werden. Aber aus Gründen zur Einsparung von Rechenzeit wird nur eine Zone berücksichtigt. Der Fehler bei der Annahme gleicher axialer Bucklings für alle Zonen wird umso geringer, je kleiner der axiale gegenüber dem radialen Ausfluß ist.

In der Innenzone wird das aus dem Thorium erbrütete Uran-233 sowie das jeder Thoriumkugel beigegebene Uran-235 gespalten. Hinsichtlich der Herkunft kann die Spaltrate also in zwei Terme aufgeteilt werden:

$$\nu \sum_f^{Th} \cdot \phi + \nu \sum_f^{U5} \cdot \phi$$

$\nu \sum_f^{Th} \phi$  ist die Summe der freiwerdenden Neutronen pro Kubikzentimeter aus Spaltungen des Urans-233 und des Urans-235 als Folgeprodukte des Thoriums. Außerdem ist auch der Schnellspaltanteil des Thoriums mit enthalten.

$\nu \sum_f^{U5} \phi$  ist die Anzahl der Neutronen pro Kubikzentimeter, die durch Spaltungen des Urans-235 freiwerden, das von anfang an der frischen Kugel beigegeben wird.

Die Konzentrationen, die zur Bildung der makroskopischen Wirkungsquerschnitte benutzt werden müssen, sind räumliche und zeitliche Mittelwerte. Die beiden Terme der Spaltrate lassen sich also auf die Anfangskonzentrationen der Ausgangs-"Mutter"-Nuklide beziehen, und es kann formal geschrieben werden:

$$N_{Th,0} \cdot \frac{\nu \sum_f^{Th}}{N_{Th,0}} \cdot \phi + N_{U5,0} \cdot \frac{\nu \sum_f^{U5}}{N_{U5,0}} \cdot \phi$$

Stellt man die Bilanzgleichung für die Kritikalität auf, so kann geschrieben werden:

$$k_{\text{eff}} = \frac{N_{\text{Th},0} \cdot \frac{\nu \sum_f^{\text{Th}}}{N_{\text{Th},0}} + N_{\text{U5},0} \cdot \frac{\nu \sum_f^{\text{U5}}}{N_{\text{U5},0}}}{N_{\text{Th},0} \frac{\sum_a^{\text{Th}}}{N_{\text{Th},0}} + N_{\text{U5},0} \cdot \frac{\sum_a^{\text{U5}}}{N_{\text{U5},0}} + \sum_{aI}^{\text{C}} + D_I B_I^2}$$

In den Absorptionsraten sind auch die Absorptionen durch Spaltprodukte enthalten. Für die Absorption durch den Moderator-graphit ist ein Bezug auf irgendein Anfangsnuklid nicht sinnvoll. Daher wurde dieser Term separat geschrieben.  $D_I$  ist die Diffusionskonstante der Innenzone und  $B_I^2$  das Buckling, das in den meisten Fällen bei der vorliegenden Konzipierung einen negativen Wert haben wird, es werden also Neutronen einströmen.

Die Bilanzgleichung wird nach dem Ausflußterm aufgelöst:

$$D_I B_I^2 = \frac{1}{k_{\text{eff}}} \left( N_{\text{Th},0} \cdot \sum_{i=1}^{16} \frac{\bar{N}_i^{\text{Th}}}{N_{\text{Th},0}} \nu_i \sigma_{f,i} + N_{\text{U5},0} \cdot \sum_{i=5}^{16} \frac{\bar{N}_i^{\text{U5}}}{N_{\text{U5},0}} \nu_i \sigma_{f,i} \right) - N_{\text{Th},0} \cdot \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 17}}^{64} \frac{\bar{N}_i^{\text{Th}}}{N_{\text{Th},0}} \cdot \sigma_{a,i} - N_{\text{U5},0} \cdot \sum_{\substack{i=5 \\ i \neq 17}}^{64} \frac{\bar{N}_i^{\text{U5}}}{N_{\text{U5},0}} \cdot \sigma_{a,i} - \sum_{aI}^{\text{C}}$$

Über diesen Ausflußterm besteht die Kopplung zur Außenzone. Die Werte  $\frac{\bar{N}_i}{N_{\text{Th},0}}$  und  $\frac{\bar{N}_i}{N_{\text{U5},0}}$  werden aus den Abbrandgleichungen

berechnet. Hierfür ist die Kenntnis der Verweilzeit der Kugel, des räumlich gemittelten Neutronenflusses, der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte und bei den Spaltprodukten der Yields in der Innenzone erforderlich.

$$\frac{N_i}{N_{1,0}} = f (T, \overline{\varnothing}, \overline{\sigma}, Y)$$

Die Verweilzeit  $T$  ist ein Eingabeparameter. Der räumlich gemittelte Fluß  $\overline{\varnothing}$  hängt aber von den nuklearen Verhältnissen sowohl der Innen- als auch der Außenzone ab:

$$\overline{\varnothing} = f (N_{iI}, N_{iA}) \quad \begin{array}{l} \text{(Index I = Innenzone} \\ \text{Index A = Außenzone)} \end{array}$$

Hieraus ist ersichtlich, daß die mittleren Querschnitte über  $\overline{\sigma}(E)$  sowohl von den Konzentrationen als auch von dem Buckling abhängen.

$$\overline{\sigma} = f (\overline{N}_i ; B_I^2)$$

Da also alle Größen voneinander abhängig sind, kann in der obigen Bilanzgleichung der Ausflußterm nicht explizit berechnet werden. Es muß also ein iteratives Lösungsverfahren angewendet werden. Aus der Bilanzgleichung wird mit Hilfe der vorgegebenen Eingabewerte wie Verweilzeit, Anfangskonzentrationen des Thoriums und des Urans-235 und mit einigen geschätzten Größen die notwendige Hereinstreuung von Neutronen aus der Außenzone in erster Näherung berechnet. Diese Anzahl von Neutronen muß von der Außenzone erbracht werden.

Eine frische Kugel der Außenzone wird mit zwei Schwermetallkategorien gefüllt. Die erste ist die der Thoriumkette, deren Nuklide aus der Wiederaufbereitungsanlage kommen, die zweite ist die zur Kritikalität des Reaktors beizugebende Menge hochangereicherter Urans. Die Nuklide der ersten Kategorie stehen fest, denn sie sind die Endkonzentrationen der Innenzone abzüglich Wiederaufarbeitungsverluste. Auch die Nuklide der zweiten Kategorie bilden keinen freien Parameter, denn sie werden durch die Kritikalitätsbedingung festgelegt.

Das hinzugefügte Uran hat folgende Nuklide:

$$N_{U,0} = N_{U3,0} + N_{U4,0} + N_{U5,0} + N_{U6,0} + N_{U8,0}$$

oder  $1 = W_3 + W_4 + W_5 + W_6 + W_9$

mit  $W_i = \frac{N_{i,0}}{N_{U,0}}$

Für hochangereichertes Uran gilt z.B. als Eingabe:

$$W_3 = W_4 = W_6 = 0; W_5 = 0,93; W_9 = 0,07$$

Die Zahl der freiwerdenden Neutronen pro Raumeinheit beträgt somit:

$$\begin{aligned} & \phi_A \cdot N_{U,0} \cdot \sum_{i=\text{Spaltn.}} \frac{N_{i,0}}{N_{U,0}} \cdot \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}} \cdot \nu_i \cdot \sigma_{f,i} \\ &= \phi_A \cdot N_{U,0} \cdot \sum_{i=\text{Spaltn.}} W_i \cdot \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}} \cdot \nu_i \cdot \sigma_{f,i} \end{aligned}$$

(Index A = Außenzone)

Der zweite Spaltterm folgt aus den vorhandenen Anfangskonzentrationen:

$$\phi_A \cdot \sum_{i=\text{Spaltnukl.}} N_{i,0}^* \cdot \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}^*} \cdot \nu_i \cdot \sigma_{f,i}$$

Die Indizes i enthalten nur die Nr. der spaltbaren Nuklide.

Man kann die Bilanzgleichung in ähnlicher Weise wie für die Innenzone hinschreiben:

$$k_{\text{eff}} = \frac{N_{U,0} \cdot \sum_{i=\text{Sp.N.}} W_i \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}} \nu_i \cdot \sigma_{f,i} + \sum_{i=\text{Spaltn.}} N_{i,0}^* \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}^*} \cdot \nu_i \cdot \sigma_{f,i}}{N_{U,0} \cdot \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 17}}^{64} W_i \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}} \sigma_{a,i} + \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 17}}^{64} N_{i,0}^* \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}^*} \cdot \sigma_{a,i} + \sum_{a,A}^C + D_A \cdot B_A^2}$$

i = 17 ist die Nummer des Kohlenstoffatoms in der Library



Die Auflösung nach der gesuchten Urananfangskonzentration ergibt:

$$N_{U,0} = \frac{\sum_{i=1; i \neq 17}^{64} N_{i,0}^* \cdot \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}^*} \cdot \sigma_{a,i} - \frac{1}{k_{eff}} \cdot \sum_{i=Spaltkn.} N_{i,0}^* \cdot \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}^*} \cdot \nu_i \cdot \sigma_{f,i} + \sum_{a,A}^C + D_A \cdot B_A^2}{\frac{1}{k_{eff}} \cdot \sum_{i=Spaltkn.} w_i \cdot \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}} \cdot \nu_i \cdot \sigma_{f,i} - \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 17}}^{64} w_i \cdot \frac{\bar{N}_i}{N_{i,0}} \cdot \sigma_{a,i}}$$

In dem Ausflußterm  $D_A B_A^2$  ist der gesamte Ausfluß dieser Zone enthalten. Er setzt sich aus 3 Komponenten zusammen:

axialer Ausfluß ( $B_a^2$ )  
 radialer Ausfluß zum Reflektor ( $B_R^2$ )  
 und radialer Ausfluß zur Innenzone ( $B_{AI}^2$ )

Der letzte Wert muß mit der radialen Einströmung von Neutronen in der Innenzone übereinstimmen. Es muß gelten:

$$D_I \cdot B_{IA}^2 \cdot \phi_I \cdot V_I = D_A \cdot B_{AI}^2 \cdot \phi_A \cdot V_A$$

Das Diffusionsprogramm wird in r- und z-Richtung angewendet. In z-Richtung wird aber nur die Innenzone zugrundegelegt. Das sich daraus errechnete axiale Buckling wird gleich dem der Außenzone gesetzt. Für die beiden Zonen ergeben sich dann folgende Gesamtbucklings:

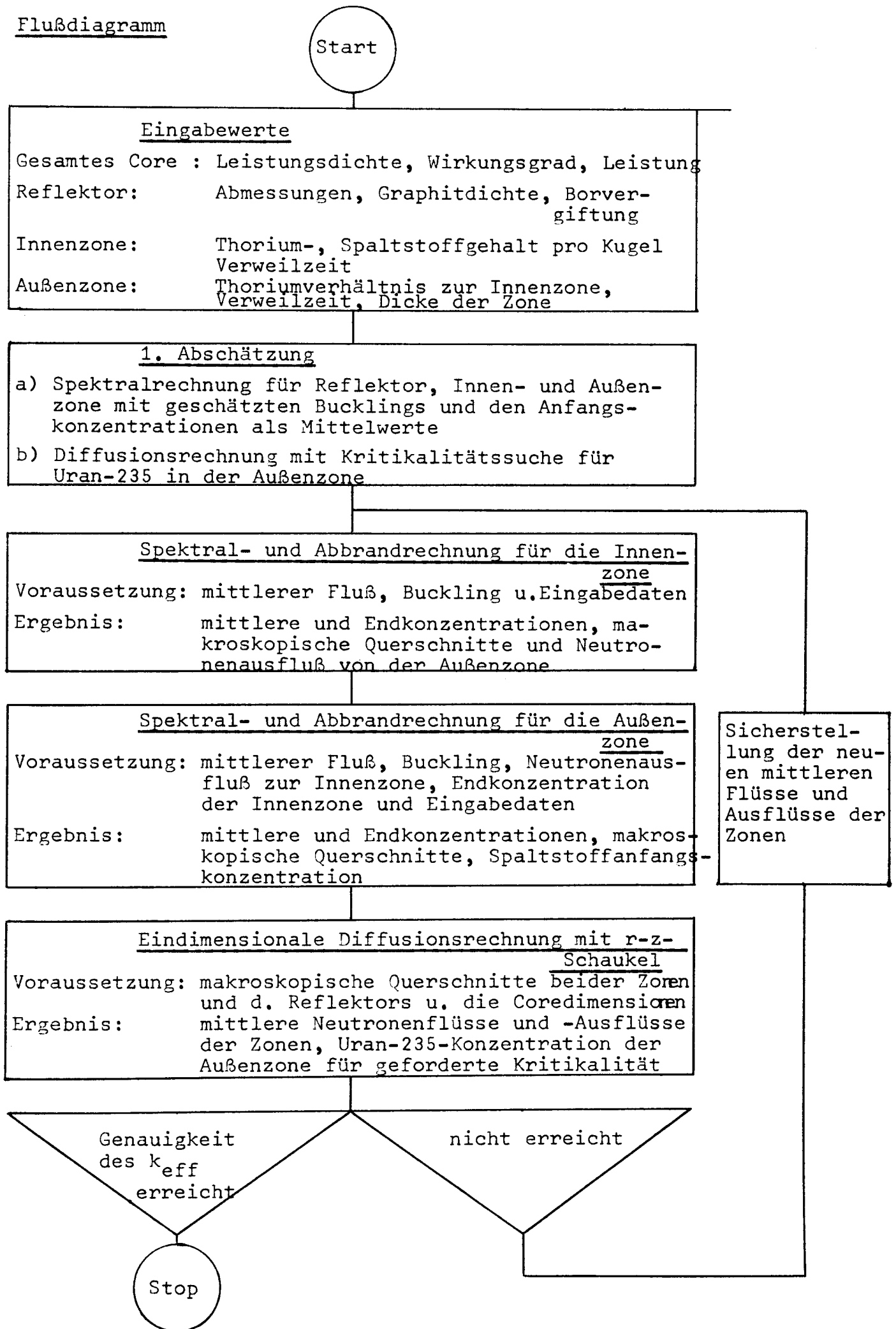
$$\text{Innenzone: } B_{ax}^2 + B_{IA}^2 = B_I^2$$

$$\text{Außenzone: } B_{ax}^2 + B_{AI}^2 + B_R^2 = B_A^2$$

Programmtechnisch läuft die Berechnung des Reaktors folgendermaßen ab. (Flußdiagramm Seite 11)

Nachdem für das gesamte Core die elektrische Leistung, der Wirkungsgrad und die Leistungsdichte, ferner für die Innenzone der Thorium- und der Spaltstoffgehalt, sowie die Verweilzeit

Flußdiagramm



der Brennelemente und für die Außenzone das Thoriumverhältnis zur Innenzone, die Verweilzeit und die Dicke dieser Zone vorgegeben ist, wird unter der Annahme, daß in beiden Zonen dieselbe Leistungsdichte herrscht, der Durchmesser des Cores nach Gleichung (1) berechnet. Dann werden Spektralrechnungen für den radialen, oberen und unteren Reaktor durchgeführt, wobei die Abmessungen und die Dichten der Reflektormaterialien als Eingabewerte bekannt sein müssen. Für den Fall, daß reflektorseitig geregelt werden soll, muß zur Kompensation einer Überschußreaktivität während des Betriebszustandes zusätzlich eine gewisse Borvergiftung angenommen werden, die ebenfalls einen Eingabeparameter darstellt.

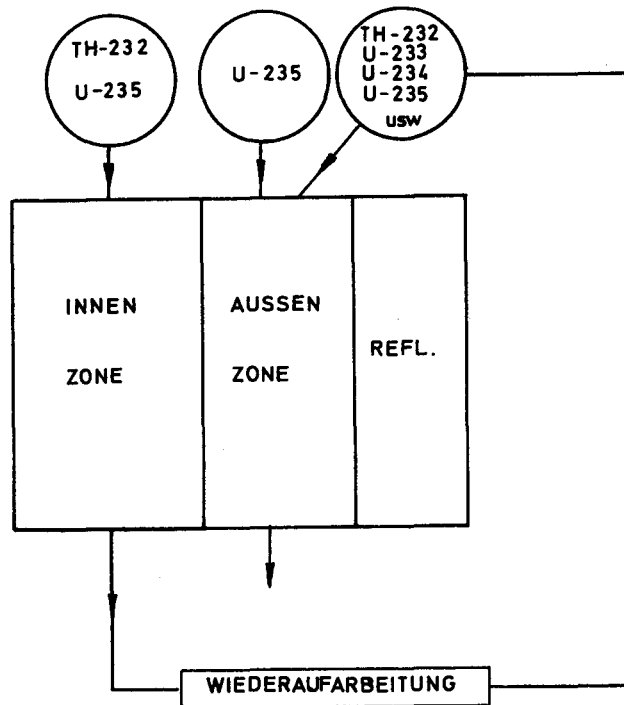
Mit geschätzten Bucklings und mit den vorgegebenen Anfangskonzentrationen wird für jede der beiden Zonen eine Spektralrechnung gemacht, um makroskopische Wirkungsquerschnitte für eine erste Diffusionsrechnung zu gewinnen. Aus der Diffusionsrechnung ergibt sich ein  $k_{eff}$ , das mit großer Wahrscheinlichkeit von eins verschieden ist. Daher wird eine Kritikalitätsuche durchgeführt, wobei die Uran-235-Konzentration in der Außenzone angepaßt wird. Aus dieser Rechnung gehen für die nächstfolgenden Spektral- und Abbrandrechnungen beider Zonen die Bucklings, die räumlich gemittelten Flüsse und die Leistungsdichten hervor. Für die Innenzone kann dann angegeben werden, wieviel Neutronen die Außenzone an sie abgeben muß, um die Kritikalitätsbedingung zu erfüllen. In der Außenzone wird dann die Anfangskonzentration hochangereicherten Urans gesucht, die die Kritikalitätsbedingung erfüllt.

Es werden dabei wieder makroskopische Zweigruppenquerschnitte als Voraussetzung für die erneute Diffusionsrechnung mit  $k_{eff}$ -Suche bereitgestellt. Iterativ wird dieser Zyklus so oft wiederholt, bis die Kritikalitäten der Diffusionsrechnung zweier aufeinanderfolgender Rechenschritte um weniger als eine vorgegebene Genauigkeit voneinander abweichen. Dieses Verfahren konvergiert nach ca. 5 bis 6 Iterationsschritten und benötigt eine Rechenzeit von etwa 4 Minuten auf der IBM 360/75.

Als Ergebnis gewinnt man also einen Brennstoffzyklus für den stationären Betrieb mit der Aussage über die pro Kugel einzufüllenden Brennstoffmengen und über die Entnahmevektoren der abgebrannten Schwermetalle.

### 2.2.3 Beschickungsplan für das Zweizonencore im stationären Betrieb

Das Zweizonencore wird im stationären Betrieb innen mit Thoriumkugeln gefüllt, denen hochangereichertes Uran beigegeben wird. Die Kugeln, die nach mehrmaligem Durchlaufen dieser Zone ihren angemessenen Abbrandzustand nach einer festgelegten Verweilzeit erreicht haben, kommen zur Wiederaufbereitungsanlage. Unter Berücksichtigung von 2% Wiederaufbereitungsverlusten werden die Schwermetallnuklide der Außenzone zugeführt, wobei angenommen wird, daß das Protaktinium zerfallen ist. Für Thorium wird angenommen, daß ein bestimmter Prozentsatz der Endkonzentration der Innenzone in die frische Kugel der Außenzone gefüllt wird. Hierdurch erhält man einen zusätzlichen Parameter, mit dem man das Verhältnis der Thoriumkonzentrationen der beiden Zonen zueinander festlegen bzw. die Thoriumanfangskonzentration der Kugel der Außenzone vorgeben kann. Der zur Kritikalität noch fehlende Rest von spaltbarem Material wird in der Außenzone mit hochangereichertem Uran aufgefüllt. Es handelt sich bei diesem Zyklus also um einen Konverter mit einer Breedzone innen und einer Feedzone außen, wobei das in der Breedzone erbrütete Uran-233 nach Wiederaufarbeitung in der Feedzone mit verwandt wird.



### 2.3 Zweidimensionales Diffusionsprogramm zur Bestimmung der Leistungsdichten und des Reaktivitätshubes

Um ein Bild über die Temperaturverteilung im Core zu bekommen, ist die Kenntnis der zweidimensionalen Leistungsdichteverteilung notwendig. Als Diffusionsprogramm hierfür wird EREBUS [4] benutzt. Die Diffusionsgleichung, die hierin gelöst wird, lautet:

$$\nabla [D_i(x) \cdot \nabla \phi_i(x)] + [\sum_i^a(x) + \sum_i^R(x) + D_i(x) \cdot B_i^2(x)] \cdot \phi_i(x) =$$

$$= \frac{\chi_i}{\lambda} \sum_{i=1}^{NG} \nu \cdot \sum_i^f(x) \cdot \phi_i(x) + \sum_{j=1, j \neq i}^{NG} \sum_{j \rightarrow i}^R(x) \cdot \phi_j(x) \quad \text{für } i = 1 \dots NG$$

Hierin bedeuten:

$D_i$	Diffusionskoeffizient
$\phi_i$	Neutronenfluß
$\sum_i^a$	makroskopischer Absorptionsquerschnitt
$\sum_i^R = \sum_{j=1, j \neq i} \sum_{i \rightarrow j}^R$	makroskopischer Removalquerschnitt

$B_i^2$	Buckling, das bei der r-z-Rechnung ohne Bedeutung ist
$\chi_i$	Spaltspektrum
$\sum_i^f$	makroskopischer Spaltquerschnitt
$\sum_{i \rightarrow j}^R$	makroskopischer Removalquerschnitt von der Gruppe i zur Gruppe j
$\lambda$	Eigenwert, Kritikalität
NG	Zahl der Energiegruppen; es wird mit zwei Gruppen gerechnet

Die Indizes i und j beziehen sich auf die Energiegruppe. x deutet die Ortsvariable an. Es kann mit x-y- oder mit r-z-Geometrie gerechnet werden. Letztere wird für das zylindrische Core gewählt. Es können mehrere Core- und Reflektorzonen betrachtet werden, für jede muß ein Satz von makroskopischen Querschnitten eingegeben werden. Die Randbedingungen werden so gewählt, daß der Fluß an der extrapolierten Distanz des Reflektorradius' verschwindet und in der Coremitte eine waagerechte Tangente hat.

Für die numerische Behandlung des Problems muß das Core mit einem Netz von Stützpunkten überzogen werden. Je feiner dieses Maschennetz gewählt wird, desto größere Genauigkeiten können erzielt werden, allerdings verbunden mit dem Nachteil größerer Rechenzeiten. Es muß hier ein vernünftiges Optimum eingehalten werden. Außerdem ist bei der Maschenpunktbelegung darauf zu achten, daß in Bereichen mit einem großen zu erwartenden Flußgradienten viele Maschenpunkte liegen, also z.B. an Gebietsgrenzen. Die Aufteilung des Maschennetzes des 600 MW-Reaktors ist für den zentralen Kugelabzug und für den Typ mit 3 Abzügen auf den folgenden beiden Seiten dargestellt (Abb. 2 und Abb.3). Der kegelförmige Kugelabzug im Coreboden, der durch ein Treppenvolygon simuliert ist, kann entweder in zentraler Position liegen, wenn nur ein Kugelabzug geplant ist oder außerhalb des Zentrums.



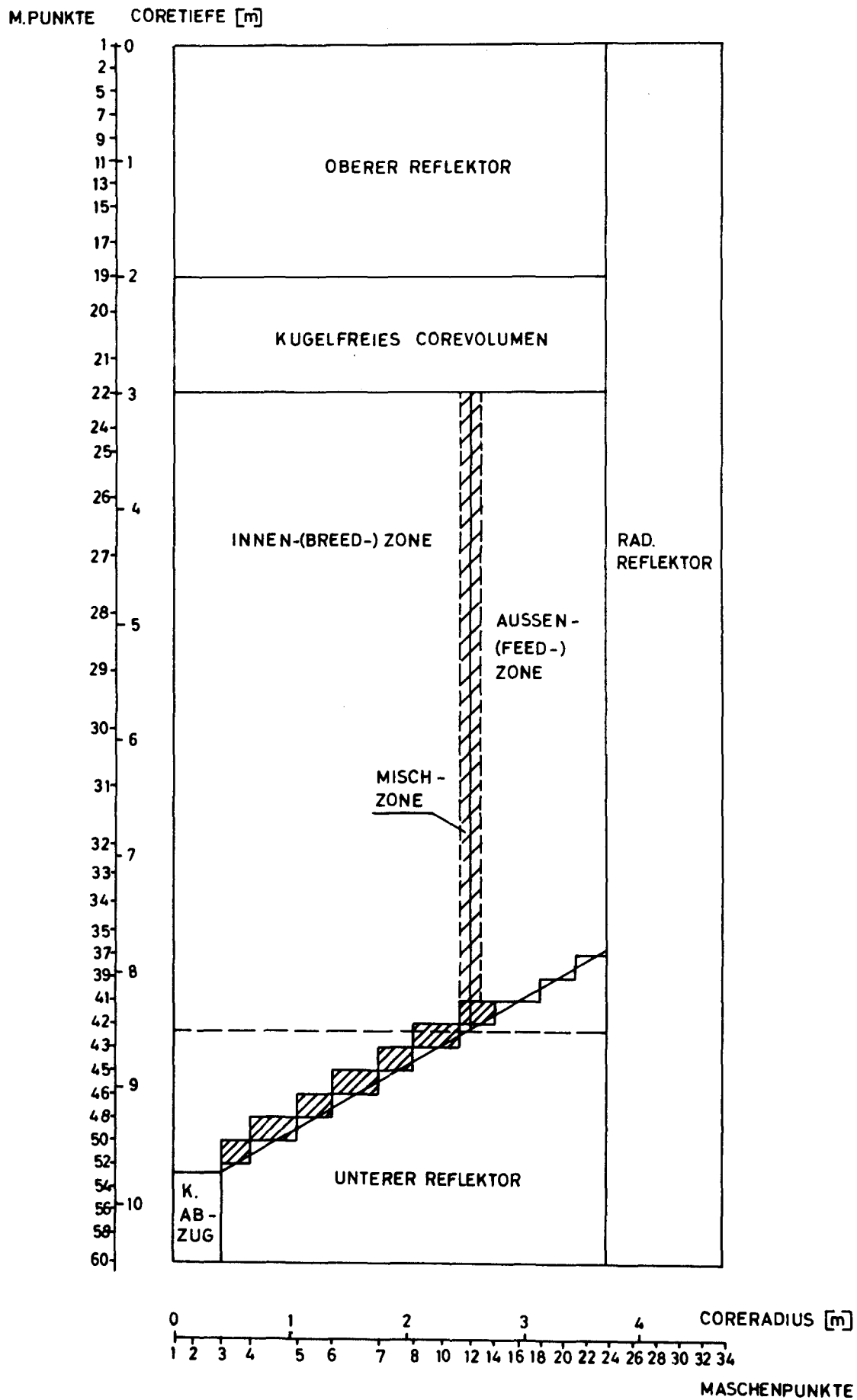


Abb. 2

M.-PUNKTE CORETIEFE (m)

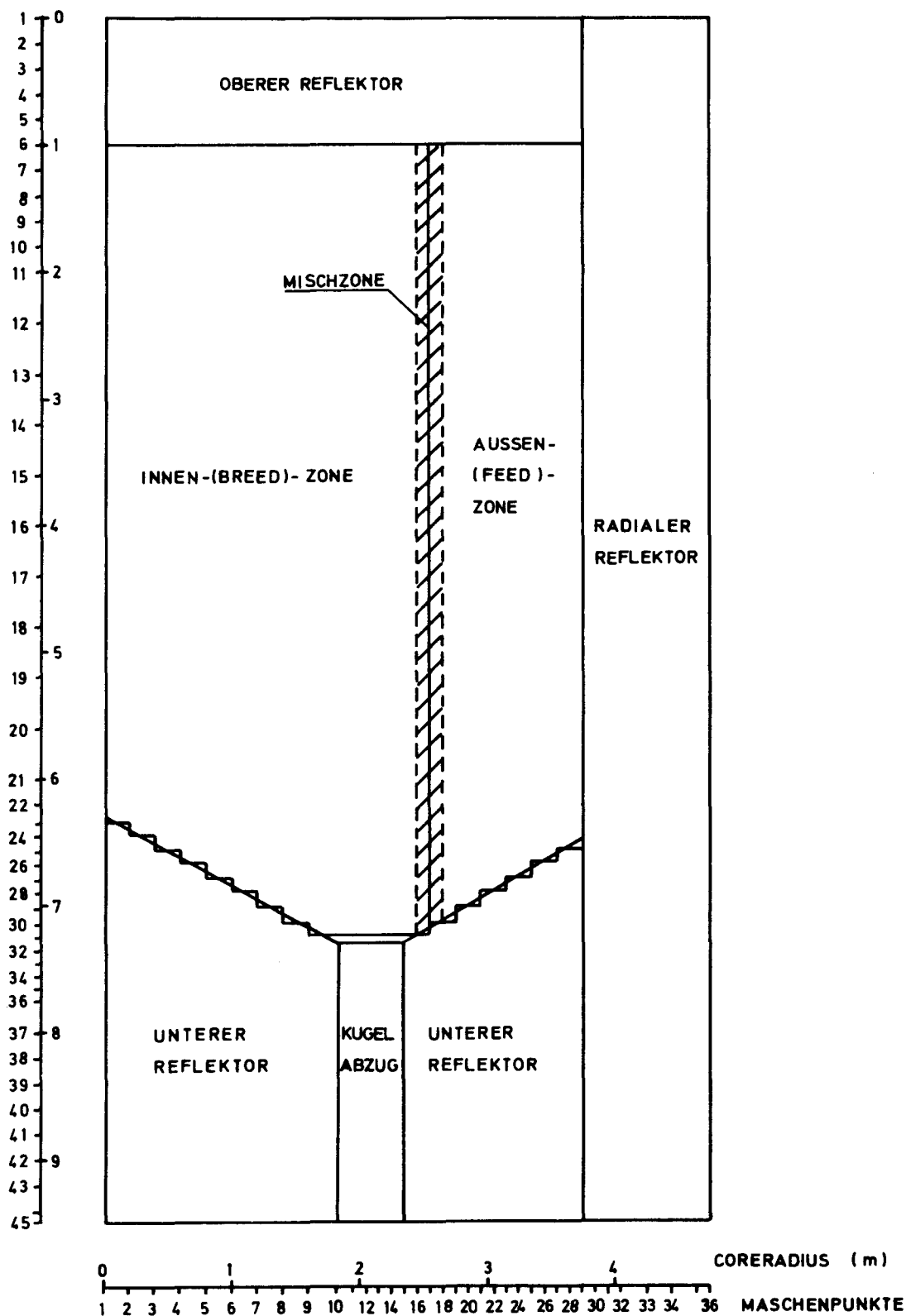


Abb. 3

Die zweidimensionale Diffusionsrechnung gibt einen guten Vergleich zur eindimensionalen Rechnung, die im Brennstoffzyklusprogramm benutzt wurde.

Der Gleichgewichtszyklus ist für den Betriebsfall mit 100 % Leistungsabgabe ausgelegt, wobei das Core eine solche Überschußreaktivität enthält, daß eine homogene Reflektorvergiftung durch Bor kompensiert wird. Bei Lastwechsel von 100 % auf z.B. 40 % tritt nach einigen Stunden ein Xe-Aufbau ein, der durch eine Reflektorvergiftung ausgeglichen werden muß. Für die Temperaturrechnung wird allerdings nicht das instationäre Verhalten betrachtet, sondern nur der stationäre Zustand, bei dem der Xe-Verlauf sein Maximum hat und der Reflektor ganz entgiftet ist. Umgekehrt entsteht im Xenon-Verlauf eine Senke, wenn der Reaktor von 40% auf 100% hochgefahren wird. Der Reaktivitätsgewinn wird durch Reflektorvergiftung ausgeglichen. Der gesamte erforderliche Reaktivitätshub wird als Differenz der Kritikalitätswerte der beiden Extremfälle des reinen und des homogen vergifteten Reflektors definiert. Außerdem werden auch die Temperaturen dieser Extremfälle berechnet.

#### 2.4 Temperaturberechnung im Core

Die Berechnung der Temperaturverteilung im Core erfolgte mit NECKAR [5] [6] [7] [8], ein von BBK in Mannheim entwickeltes und dem Institut für Reaktorentwicklung zur Verfügung gestelltes Programm.

Als Voraussetzung einer zweidimensionalen Temperaturrechnung ist an erster Stelle die Kenntnis der zweidimensionalen Leistungserzeugung pro Raum- und Zeiteinheit zu nennen. Man teilt das Core entsprechend seiner Maschennetzbelegung der Diffusionsrechnung in kleine Volumenelemente auf und berechnet die Gastemperaturen, die Oberflächentemperaturen sowie die Brennstofftemperaturen an jeder Stelle im Core.

### 3. Coreauslegung des 600 MW-Zweizonencores

#### 3.1 Vorgegebene Auslegungsdaten und auferlegte Begrenzungen [12]

Das Core soll in zwei Zonen ausgelegt werden, wobei die Dicke der Außenzone ein freier Parameter ist. Als Brutzyklus wird der Thorium-Uran-Zyklus gewählt, wobei die Innenzone eine höhere Thoriumkonzentration als die Außenzone haben soll und umgekehrt die Außenzone eine höhere Spaltstoffkonzentration als die Innenzone. Am Coreboden können beim 600 MW zwei Varianten vorgesehen werden:

- a) ein zentraler Kugelabzug
- b) drei Kugelabzüge

Zur Untersuchung verschiedener Brennstoffzyklen wird die Parameterstudie zunächst für die Variante b) durchgeführt. Hat man sich hinsichtlich der geforderten Auslegungskriterien für einen Referenzzyklus entschieden, wird in einer Gegenüberstellung die Variante mit drei Abzügen betrachtet. Die Auslegungsdaten und Randbedingungen werden wie folgt festgelegt:

##### 1.) Leistungsdichte: $6 \text{ MW/m}^3$

Kostenoptimierungsrechnungen, die von BBK-Mannheim durchgeführt wurden, ergaben ein Optimum bei ca. 5,5 bis  $6 \text{ MW/m}^3$  für das Graphitsystem beim 600 MW-Reaktor. Wegen der Temperaturbelastung des Graphits sollte von höheren Leistungsdichten abgesehen werden, da die Verwendung der Reflektorstäbe ein ausgeprägteres Temperaturprofil zur Folge hat.

##### 2.) Thermische Leistung: $1450 \text{ MW} = 346\,318 \frac{\text{kcal}}{\text{s}}$

Es ist die thermische Coreleistung, die im Kugelhaufen an das Kühlgas übertragen wird.

##### 3.) Gaseintrittstemperatur im Core: $260^\circ\text{C}$

Mittlere Gasaustrittstemperatur:  $750^\circ\text{C}$

Das Core wird vom Kühlgas von oben nach unten durchströmt.

Aus den vorgegebenen Ein- und Austrittstemperaturen ergibt sich der Kühlgasdurchsatz

$$G = \frac{L}{C_p \cdot \Delta T} = 369,5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

- 4.) Aus der geforderten thermischen Leistung und der Leistungsdichte ergibt sich das Corevolumen:  $241,7 \text{ m}^3$ . Die mittlere zylindrische Corehöhe soll nicht größer als 5,5 m sein. Die zu Abschaltzwecken einfahrenden Corestäbe können wegen der Querkräfte, die der Kugelhaufen auf den Stab ausübt und wegen der bei hohen Temperaturen abnehmenden Wärmefestigkeit nicht unbegrenzt tief in das Core einfallen. Die experimentell gefundene Grenze liegt bei 5,5 m. Der Core-radius liegt damit auch fest und beträgt 3,74 m (Durchmesser: 7,48 m).

5.) Temperaturbegrenzungen

Maximale Brennstofftemperatur:  $1300^\circ\text{C}$

Maximale Oberflächentemperatur:  $1000^\circ\text{C}$

Die maximale Brennstofftemperatur ist eine Forderung, die sich aus limitierter Spaltproduktfreisetzung durch das Coating ergibt. Die maximale Oberflächentemperatur wird besonders wegen der Belastung des Graphits gefordert, weil die Korrosionseigenschaften mit steigender Temperatur zunehmen. Da die Graphitkugeln im Gegensatz zu den Graphiteinbauten besonders am Coreboden nur relativ kurze Zeit den hohen Temperaturen ausgesetzt sind, wird besonderer Wert auf die Einhaltung der Begrenzung an den Graphiteinbauten gelegt.

6.) Sicherheitszuschläge bezüglich der Temperaturen

Unter Berücksichtigung der Bypaßströme (bei THTR 300 MW ca. 7% entsprechend  $45^\circ\text{C}$ ), der Ungenauigkeit der Temperaturkenntnis zwischen Berechnung und Messung (ca.  $20^\circ\text{C}$ ) und

der ungenauen Kenntnis der tatsächlichen Leistungsdichteverteilung (Abweichung durch Beschickung, Absorberstäbe und Flußerhöhung durch Xe-Einfluß insgesamt etwa 10% entsprechend  $60^{\circ}\text{C}$ ) ergibt sich ein erforderlicher Sicherheitszuschlag von ca.  $125^{\circ}\text{C}$ . Beachtet man weiterhin die Unsicherheit in der Berechnung des Wärmeüberganges, der Wärmeleitfähigkeit und der Abbrandverteilung, so werden von BBK in Mannheim folgende Sicherheitszuschläge für notwendig gehalten:

Brennstofftemperatur:	$200^{\circ}\text{C}$
Oberflächentemperatur:	$150^{\circ}\text{C}$

#### 7.) Nominelle Temperaturen

Aus den Temperaturbegrenzungen und den Sicherheitszuschlägen ergeben sich maximale Werte:

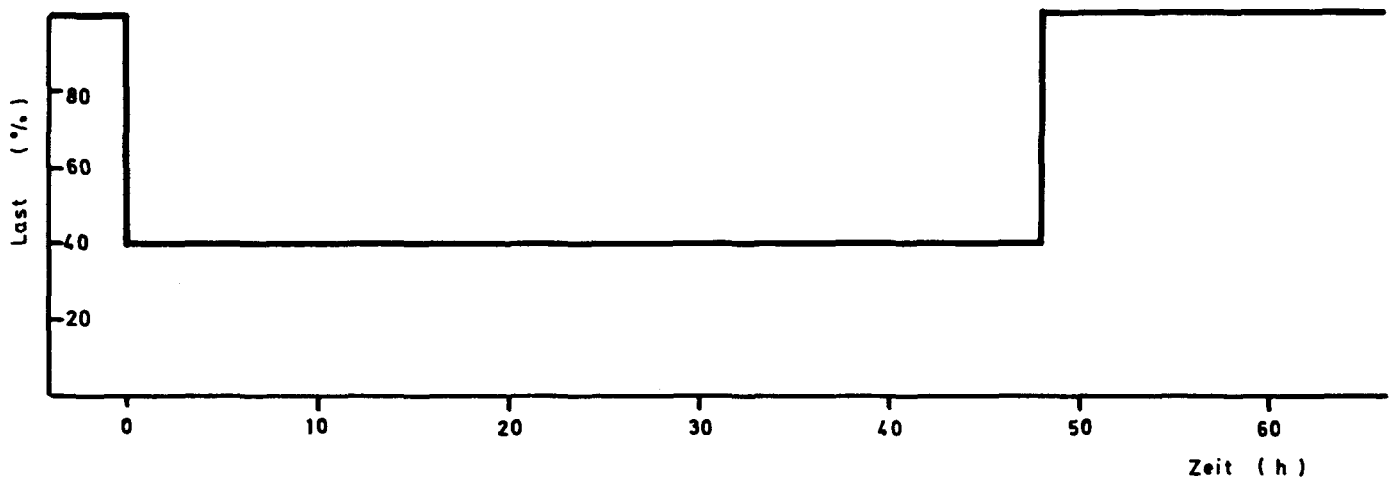
Nominelle Brennstofftemperatur:	$1100^{\circ}\text{C}$
Nominelle Oberflächentemperatur:	$850^{\circ}\text{C}$

#### 8.) Reaktivitäten der Reflektorstäbe

Eine Forderung für die Coreauslegung ist die Regelbarkeit vom Reflektor her. Dabei soll ein Teillastfahren von 40% über einen Zeitraum von 48 Stunden möglich sein. (Abb. 4 und 5) Die dazu erforderlichen Reaktivitätswerte, die von den Reflektorstäben übernommen werden müssen, sind

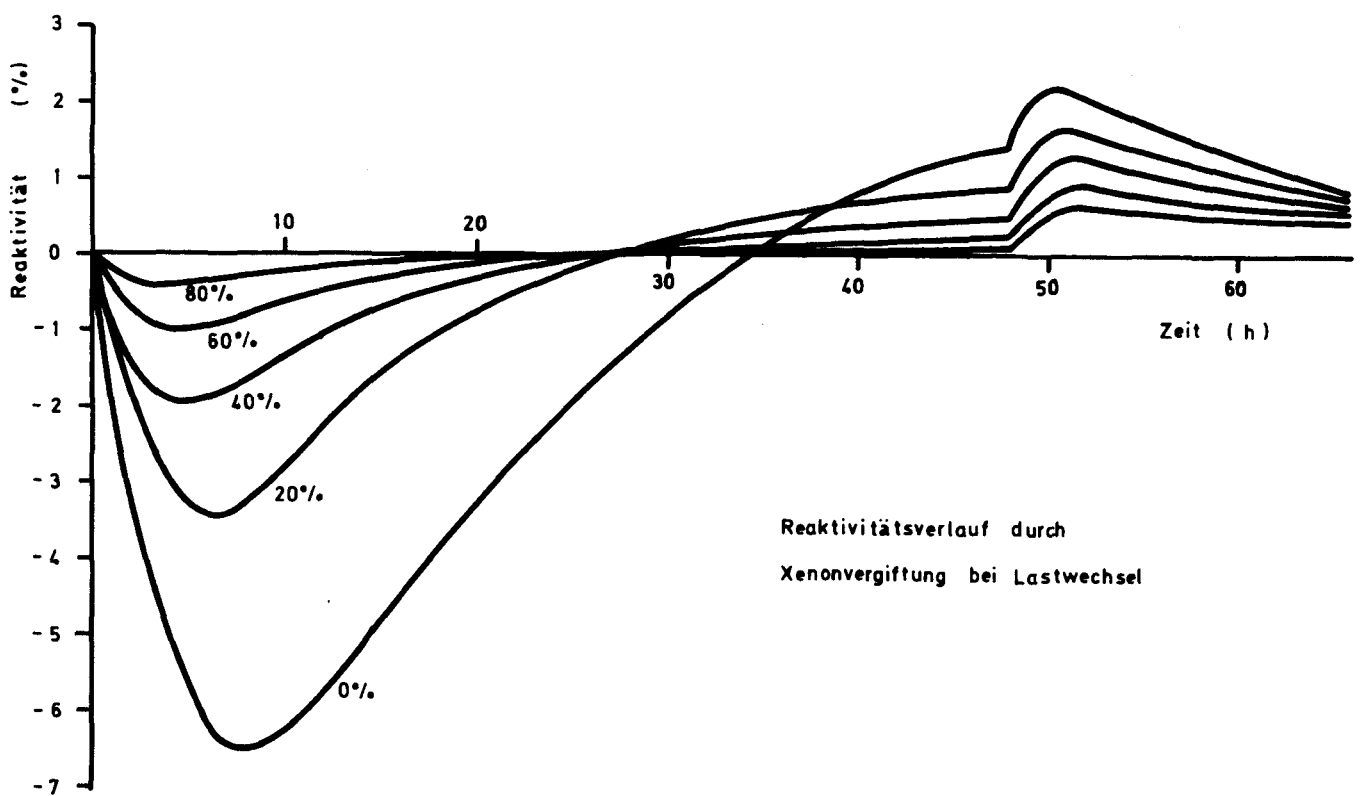
a) Teillastfahren bis 40% (Abb. 5)	11	3,2%
b) Unsicherheit in der Berechnung der Teillastaktivität (10%)		0,3%
c) Feinregelung und Frequenzstützung		0,5%
d) Störfälle		0,5%
e) Unsicherheit in der Berechnung der Stabwirksamkeit (10%)		<u>0,5%</u>
		5,0%





Lastwechsel 100% - 40% - 100%  
innerhalb 48 Stunden

Abb. 4



Reaktivitätsverlauf durch  
Xenonvergiftung bei Lastwechsel

Abb. 5

Die größten Temperaturen treten beim Fahren der extremen Lastwechsel auf, und zwar:

- a) Vier Stunden nach dem Lastwechsel von 100% auf 40%, in dem Augenblick, wo die Xe-Konzentration zeitlich ein Maximum hat. Es wird dadurch ein Teil der Reaktivität gebunden, der zur Erhaltung der Laststufe durch Freigabe von Überschußreaktivität kompensiert werden muß. Die Reflektorstäbe werden hierzu kurzzeitig um einige cm tiefer in den Reflektor eingetaucht, um eine negative Reaktivität zu bewirken. Hat die Leistung die gewünschte Höhe (z.B. 40%) erreicht, werden sie in die alte Position zurückversetzt, um den Reaktor kritisch zu halten. Der nun einsetzende Xenonaufbau bindet zusätzlich Reaktivität, die durch entsprechendes Herausziehen der Reflektorstäbe freigegeben werden muß. Nach Durchlaufen des Xenonmaximums müssen die Stäbe wieder in den Reflektor eingefahren werden. Während des Xenonmaximums haben die Stäbe also ihre minimalste Eintauchtiefe.
- b) Einige Stunden nach dem Lastwechsel von 40% auf 100%. Das Xenon hat nach 48 Stunden wieder nahezu eine Gleichgewichtskonzentration erreicht, die aber kleiner ist, als die zum Zeitpunkt der Vollast vor der Regelung. Beim Wiederhochfahren der Leistung brennt nun das Xenon durch den höheren Fluß verstärkt ab. Hierdurch wird Reaktivität im Core frei, die durch zusätzliche Absorptionen durch die tiefer einfahrenden Reflektorstäbe kompensiert werden muß. Gleichzeitig verstärkt sich aber auch die Bildungsrate des Xenon, so daß es zu einer Xenon-Senke der Konzentration kommt. Anschließend stellt sich wieder der alte Vollast-Xenon-Gleichgewichtszustand ein. Während der Xe-Senke sind die Reflektorstäbe am weitesten eingefahren und das Leistungsniveau ist in Reflektornähe besonders niedrig im Vergleich zum Teillastfall bei gezogenen Stäben. Die maximale Temperatur im Core wandert also durch

die Änderung der Reflektorstabpositionen von Reflektor-nähe weg in Richtung Coremitte. Da der im Programmteil beschriebene Rechengang nur ein stationäres Verhalten vorsieht, kann das Zeitverhalten rechnerisch nicht nachvollzogen werden. Um aber trotzdem Aussagen über die maximale Temperaturbelastung in den Grenzsituationen machen zu können, werden aus dem instationären Verlauf drei stationäre Punkte, gewissermaßen Momentaufnahmen, herausgegriffen. Diese sind erstens der Betriebsfall, zweitens der Extremfall bei 40% Last (gezogene Stäbe) und drittens nach dem Wiederanfahren auf 100 % Last der Extremfall bei ganz eingefahrenen Stäben.

Für die Auslegung des Cores muß ein Hub von 5% zur Verfügung stehen. Für die Rechnung der Temperaturextreme genügt aber schon eine Reaktivitätsdifferenz von 4%. Dieser Wert ergibt sich aus der notwendigen Reaktivität für das Teillastfahren (3,2%), der Unsicherheit in der Berechnung (0,3%) und der Frequenzstützung (0,5%).

#### 9.) Zonenbreite

Die Außenzonenbreite ist ein freier Parameter, dessen Wert aber nach unten einer Begrenzung unterliegt. Ist die Zone zu dünn, wird in der zweiten Hälfte des Cores eine mehr oder weniger vollständige Durchmischung mit den Kugeln der Innenzone stattgefunden haben, so daß dann nicht mehr von zwei Zonen in der unteren Corehälfte gesprochen werden kann. Die Dicke der äußeren Zone sollte größer als 80 cm sein.

10.) Als Reflektorstäbe werden Stäbe verwendet, die 10% Borstahl enthalten. Die äußere Kante eines Stabes ist etwa 5 cm vom Corerand entfernt. Insgesamt sind 48 Stäbe geplant, die einen Abstand von 50 cm voneinander haben.

11.) Der Brennstoffzyklus wird mit Aufarbeitung, ohne Blindkugeln und Zwei-Kugeltypen-Beschickung angenommen. Moderations-

verhältnisse, Verweilzeiten der Kugeln, Thoriumverhältnisse und Zonenbreiten sind freie Parameter für die Auslegung.

#### 12.) Age-Faktor

Er ist das Verhältnis der Leistungen, die eine frische Brennelementkugel gegenüber einer Kugel hat, die einen mittleren Abbrand aufweist. Da in einer Corezone mit homogenen Nuklidkonzentrationen gerechnet wird, ergeben sich aus der zweidimensionalen Diffusionsrechnung Leistungsdichten, die Kugeln mit zeitlich mittleren Abbränden entsprechen. Auch die Temperaturwerte, die anschließend aus den Leistungsdichten berechnet werden, gelten für dieselben mittleren Kugeln. Befindet sich aber gerade eine frische Kugel in irgendeinem betrachteten Corebereich, so gibt sie eine höhere Leistung als eine mittlere oder gar völlig abgebrannte Kugel ab. Zu den berechneten mittleren Temperaturen müssen also noch Zuschläge gemacht werden, die vom Age-Faktor abhängen. Um keine allzu großen Temperaturspitzen durch frische Kugeln zu bekommen, muß bei der Auslegung des Brennstoffkreislaufes auf möglichst niedrige Age-Faktoren Wert gelegt werden.

#### 13.) Fima

Die Anzahl der Spaltungen pro anfangs eingesetztes Schwermetallnuklid (Fima) ist ein Maß für den Abbrandzustand des Brennstoffes.

$$\text{Fima} = \frac{\sum_i N_i(0) - \sum_i N_i(T)}{\sum_i N_i(0)}$$

$N_i(0)$       Konzentration des Nuklids: zum Zeitpunkt 0

$N_i(T)$       Konzentration des Nuklids: zum Zeitpunkt T

Das Coating eines Brennstoffpartikels soll die sich aufbauenden Spaltprodukte zurückhalten. Bei zunehmendem Abbrand wird der Spaltgasdruck größer, und immer mehr Spaltprodukte gelangen durch Diffusion durch das Coating in den Kühlkreislauf. Der Fima-Wert darf also nicht zu groß werden und soll nach dem heutigen Stand bestrahlter Partikel 14% nicht überschreiten. Er ist besonders in der Außenzone wegen des geringeren Thoriumgehaltes zu beachten und kann durch folgende Maßnahmen verkleinert werden:

Verkleinerung der Standzeiten

Vergrößerung des Thoriumanfangsgehaltes einer Kugel

#### 14.) Schnelle Dosis

Wegen der Strahlenschädigung des Graphits besonders durch schnelle Neutronen oberhalb der Energie 0,1 MeV darf die schnelle Dosis nicht zu hoch werden. Bis zu  $6 \cdot 10^{21}$  nvt wird für bisherige Graphitsorten für tragbar gehalten.

#### 15.) Schwermetallgehalt pro Kugel

Nach dem heutigen Stand der Technik kann ca. 20 gr Schwermetall in die synthetische Variante der Brennelementkugel untergebracht werden. Es ist allerdings wahrscheinlich, daß sich dieser Schwermetallgehalt pro Kugel im Laufe der Jahre steigern läßt. Für die Auslegung des Brennstoffzyklus ist aber diese Begrenzung in etwa zu beachten.

### 3.2 Maschennetaufteilung für die zweidimensionale Diffusionsrechnung im Core mit zentralen und mit drei Kugelabzügen

Die Aufteilung der Maschenpunktbelegung für die zweidimensionale Diffusionsrechnung sollte so grob sein, daß die Rechenzeit gering gehalten werden kann, andererseits so fein sein, daß die Genauigkeit groß ist. Außerdem ist darauf zu achten, daß in Gebieten mit einem großen zu erwartenden Flußgradienten viele

Maschenpunkte liegen, also am Corerand oder an Gebietsgrenzen. Die Aufteilung des Maschennetzes des 600 MW-Reaktors ist für den zentralen Kugelabzug und für den Typ mit drei Abzügen den Abbildungen 2 und 3 zu entnehmen. Ausgehend von der zylindrischen Corehöhe wurde die Höhe des kegelförmigen Abzuges bei einem vorgegebenen Winkel von  $30^\circ$  so festgelegt, daß Volumengleichheit besteht. Durch die Schnittlinie des Kegelmantels mußte derart ein Treppenvolygon gelegt werden, so daß gleichfalls das Corevolumen nicht verändert wird. Oberhalb des Cores befindet sich das kugelfreie Corevolumen, das als Reserve für die Rechenungenauigkeiten des kritischen Volumens gedacht ist. Darüber befindet sich ein 2 m dicker axialer Reflektor. Problematisch für die Diffusionsrechnung ist die Berechnung des kugelfreien Raumes, weil sie dort versagt, wo die Absorptionsquerschnitte zweier angrenzender Gebiete sich sehr stark unterscheiden. Das ist an den Grenzen: Core - kugelfreie Zone - oberer Reflektor der Fall, denn die makroskopischen Querschnitte der kugelfreien Zone sind wegen der geringen Nuklidkonzentration sehr klein. Hinzu kommt, daß hier der Streukern nicht bekannt ist. Die Reflektion der Neutronen aus dem oberen Reflektor ins Core wird also nicht korrekt berechnet, so daß in der zweiten Untersuchung bei den nicht zentralen Kugelabzügen auf die kugelfreie Zone verzichtet wurde. Der obere Reflektor liegt dabei auf dem Core auf. Da aber von der Reflektordicke von 2 m etwas an Reflektorwirksamkeit durch die kugelfreie Zone eingebüßt wird, wurde nur mit einem 1 m dicken oberen Reflektor gerechnet.

Die Dicke der Außenzone war bei feststehendem Coreradius ein Untersuchungsparameter. Die beiden Abbildungen 2 und 3 zeigen als Beispiel den Fall mit 1,2 m Außenzonendicke. Wenn man die Breed- und Feedzone durch eine gerade Begrenzungslinie trennt, bilden sich aufgrund unterschiedlicher Querschnitte an den Grenzen unterschiedliche Quellterme aus, die zu sehr großen Leistungssprüngen führen. In Wirklichkeit kann sich aber wegen der Durchmischung der Kugeln aus beiden Zonen mit zunehmender Coretiefe kein starker Leistungsunterschied aufbauen. Es wurde daher



mit einer Mischzone von 4 Kugelbreiten gerechnet (schraffiertes Gebiet). Für die Mischzone war wegen der geringen Abmessungen keine zusätzliche Spektralrechnung erforderlich. Die Querschnitte hierfür wurden aus den beiden Zonen volumenanteilmäßig gemittelt. Entlang der Kegelmantellinie am unteren Reflektor wurde mit derselben Kugelmischung gerechnet. Hier sind treppenförmig kleine Mischgebiete angeordnet.

Beim 3-Kugelabzugskonzept ist insofern eine Schwierigkeit gegeben, als keine Zylindersymmetrie vorliegt und dadurch eine r-z-geometrische Betrachtungsweise nicht korrekt wird. Um aber nicht auf eine dreidimensionale Berechnung übergehen zu müssen, wurden die drei Kugelabzüge in einen volumengleichen rotationssymmetrischen Körper bezüglich der Coreachse mit einem Dreieck als Rotationsfläche umgewandelt. Die Temperaturberechnung ist für diesen Fall pessimistisch, weil die Aufheizspanne bis zum Abzug in Wirklichkeit nicht über dem ganzen Umfang so lang wie bei der rotationssymmetrischen Betrachtung ist.

Wie oben beschrieben, werden drei Betriebszustände für die Temperaturberechnung betrachtet. Der Normalfall ist der bei 100% Last gefahrene Zustand, der kurz als "Betriebsfall" bezeichnet wird. Danach kommt der Lastwechsel auf 40%, dessen einziger im Xenonmaximum betrachteter Zustand mit "Teillastfall" bezeichnet wird und schließlich das erneute Hochfahren der Leistung auf 100%, dessen Zustand zum Zeitpunkt der Xenon-Senke mit "Wiederanfahren" bezeichnet wird. Entsprechend der Reflektorstabstellung beim Durchlaufen dieser drei Betriebspunkte müssen in der Berechnung drei verschiedene Reflektorvergiftungen angenommen werden. Da die Berechnung nur in r-z-Geometrie erfolgt, können die Stäbe in ihrer geometrischen Anordnung im Reflektor nicht exakt behandelt werden. Es werden daher homogen verschmierte Borvergiftungen im Reflektor angenommen. Während des Betriebsfalles sind entweder alle Stäbe nur halb im Reflektor, oder es ist nur die Hälfte ganz eingefahren. Dieser Zustand wird mit einer teilweise homogenen Reflektorvergiftung simuliert. Der

Teillastfall entspricht in der Diffusionsrechnung einem reinen unvergifteten Reflektor und beim Wiederanfahren wird eine den ganz eingetauchten Reflektorstäben äquivalente Borvergiftung angenommen.

Die vorausgesetzten Werte für die Temperaturrechnungen gehen aus Tabelle 1 hervor. Die Leistungsdichten für das zweidimensionale Maschennetz stammen aus dem Diffusionsprogramm. Als betrachtete Gebiete kamen dabei nur das Core und der untere Reflektor einschließlich Kugelabzugsrohr in Frage. Der obere Reflektor ist für die Temperaturrechnung bedeutungslos. Der untere Reflektor wird als Core mit der Leistung 0 aufgefaßt, als wenn sich dort Kugeln ohne Leistungserzeugung befänden. Für die Rechnung bedeutet das aber, daß in einer Horizontalebene kein Druckunterschied herrscht. Der Druckabfall des Gases wird damit vom Eintritt bis zum Austritt am Reflektor in jeder radialen Position als konstant angesehen. Tatsächlich aber entsteht ein unterschiedlicher Druckabbau, denn am Corerand wird der Ausgangsdruck früher erreicht als am Kugelabzug, weil entlang der Röhren im unteren Reflektor kein vergleichsweise merklicher Druckabfall mehr stattfindet. Das bedeutet aber, daß in einer Horizontalschicht über dem Kugelabzug ein höherer Druck herrscht als am Corerand.

Dieser Druckunterschied führt zu einem Masse- und damit zu einem Wärmetransport in radialer Richtung, der bei der obigen Betrachtungsweise nicht berücksichtigt wird. Durch Veränderung der radialen Porosität hat man allerdings die Möglichkeit, die Massenstromdichte unterschiedlich zu beeinflussen, so daß dieser Fehler etwas ausgeglichen werden kann. Beim zentralen Kugelabzug muß daher eine radial zunehmende Porosität angenommen werden, um die Massenstromdichte außen zu erhöhen. Bei den drei Kugelabzügen dagegen wird mit einer konstanten Porosität gerechnet wegen fehlender Rotationssymmetrie. Die hier vorliegenden Leistungsverteilungen haben meistens ihr Maximum in der Außen-

Tabelle 1: für die Eingabewerte des Temperaturprogramms [8]

Thermische Leistung	346318,0	kcal/s
Mittlere Gaseintrittstemperatur	533,0	°K
" Gasaustrittstemperatur	1023,0	°K
Eintrittsdruck des Gases	40,0	ata
Gaskonstante	212,0	mkp/kg°K
Konstante } zur Bestimmung der dy-	0,424·10 <sup>-4</sup>	kg/m s
Kappawert } namischen Zähigkeit	0,647	-
Mittlere Temperatur nach $\eta = \eta_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)$	898,0	°K
Innerer Radius des Brennstoffeinsatzes	0	m
Äußerer " " "	0,025	m
Kugelradius	0,03	m
4 Konstanten zur Bestimmung der Wärmeleitföh. des Gases $A_1 \cdot T + A_2 + A_3 / (T + A_4)$	$5 \cdot 10^{-8}$	-
A <sub>1</sub>	$3,6 \cdot 10^{-5}$	-
A <sub>2</sub>	$3,5 \cdot 10^{-3}$	-
A <sub>3</sub>	$1,0 \cdot 10^2$	-
A <sub>4</sub>		
4 Konstanten zur Bestimmung der Wärmeleitföh. des Graphits und der Brennstoffmatrix ebenfalls nach obiger Formel berechnet		
A <sub>1</sub>	0	-
A <sub>2</sub>	$6,25 \cdot 10^{-3}$	-
A <sub>3</sub>	0	-
A <sub>4</sub>	0	-
3 Konstanten zur Berechnung der Wärmeübergangszahl nach $\alpha = A_1 \cdot \dot{q} \cdot v \cdot c_p \cdot (Pr)^{A_2} \cdot (Re')^{A_3}$		
A <sub>1</sub>	0,68	-
A <sub>2</sub>	0,66	-
A <sub>3</sub>	0,3	-
Spezifische Wärme des Gases	1,242	kcal/kg°K
Exponent der Druckverlustgleichung von Sonntag [10]	0,203	-
Effektive turbulente Wärmeleitzahl des Cores	0,09	kcal/m.s.°K

zone liegen. Wenn der Massenstrom durch zunehmende Porosität in den äußeren Gebieten rechnerisch erhöht wird, so geschieht dies auch schon in der obersten Schicht, wo außen mehr Wärme abgeführt wird als es dem tatsächlichen Verhalten entspricht, und es ist denkbar, daß man mit dieser Maßnahme den Effekt überschätzt.

Die Ergebnisse der Rechnungen einmal mit konstanter und zum anderen mit nicht konstanter Porosität stellen also zwei Grenzwerte dar, innerhalb derer sich die tatsächlichen Temperaturen bewegen werden.(3.5)

Die Oberflächentemperaturen, wie sie von dem Temperaturprogramm berechnet werden, gelten für die eingegebene Leistungsdichte mit der Annahme, daß die Nuklidkonzentrationen völlig homogen im Core verteilt sind. Es wird also nicht das gleichzeitige Vorhandensein frischer oder abgebrannter Kugeln berücksichtigt. Eine frische Kugel gibt an Stellen gleichen Neutronenflusses aber mehr Leistung ab und hat damit auch höhere Temperaturen als eine abgebrannte. Der maximalen Oberflächen- bzw. Brennstofftemperatur muß also noch ein Wert hinzuaddiert werden für den Fall, daß sich gerade eine frische Brennelementkugel in diesem Gebiet befindet. Dieser Wert ergibt sich aus der Multiplikation des Age-Faktors mit der Temperaturdifferenz zwischen Gas und Kugeloberfläche bzw. Kugelmitte an der heißesten Stelle im Core.

### 3.3 Einfluß der variierten Parameter auf die maximale Gasaustrittstemperatur

Wie aus der Programmbeschreibung (2.2.2) und aus dem Beschikungsplan (2.2.3) ersichtlich ist, lassen sich folgende Parameter variieren:

- 1.) Der Thoriumgehalt einer frischen Kugel der Innenzone

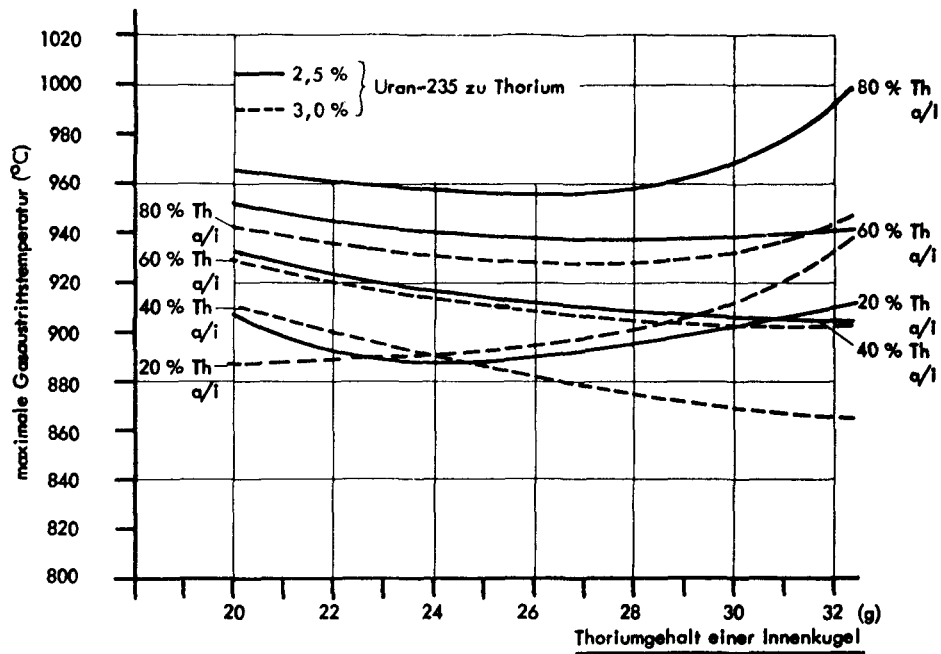
- 2.) Der Anteil von Uran-235 am Thoriumgehalt und damit der Anfangsgehalt an Spaltstoff einer frischen Kugel in der Innenzone
- 3.) Der Anteil des Thoriums, das aus der Innenzone kommend, nach Wiederaufbereitung in die Außenzone gesteckt wird
- 4.) Die Dicke der Außenzone.

Untersucht wurden die Einflüsse dieser Parameter auf die maximale Gasaustrittstemperatur, die in den Abb. 6 bis 33 aufgetragen sind.

Zu Punkt 3.) muß noch bemerkt werden, daß in Zukunft immer nur vom Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone die Rede sein wird (in den Abbildungen Th a/i). Das Thorium ändert seine Konzentration im Laufe der Abbrandzeit gegenüber anderen Nuklidkonzentrationen nur wenig. Die aus programmtechnischen Gründen eingeführte Variable, die mit Endkonzentration der Innenkugel multipliziert die Anfangskonzentration der Außenzone ergibt, steuert daher praktisch das Thoriumverhältnis der beiden Zonen zueinander. Die neugewählte Beziehung ist etwas anschaulicher und kürzer.

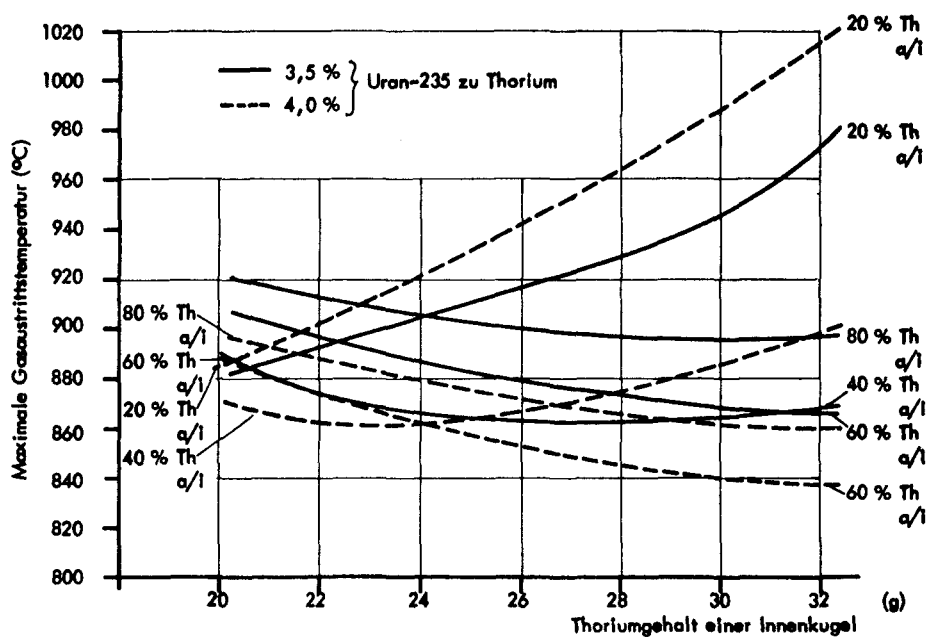
### 3.3.1 Änderung des Thoriumgehaltes einer frischen Kugel der Innenzone

Der Thoriumgehalt einer frischen Kugel der Innenzone wurde mit 16,2 gr; 20,2 gr; 24,3 gr; 28,3 gr und 32,3 gr angenommen. Der Anteil des Urans-235 am Thorium einer frischen Kugel der Innenzone wurde von 2,5% bis 6,5% variiert und das Thoriumverhältnis der Außenzone gemessen an dem der Innenzone von 20% bis 80%. Die Außenzonenbreite blieb dabei zunächst mit 1,2 m konstant. Der Einfluß der untersuchten Parameter auf die maximale Gasaustrittstemperatur ist in den Abb. 6 bis 9 dargestellt. Jede Kurve besitzt ein Minimum, von denen die in diesem Bereich des Thoriumgehaltes vorkommenden einen sehr flachen Verlauf haben.



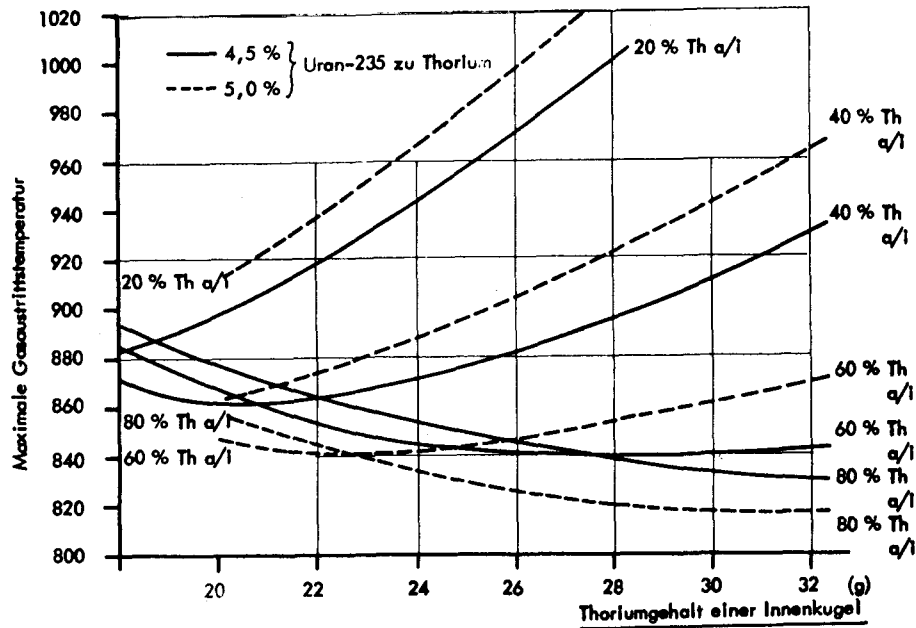
Abhängigkeit der maximalen Gasaustrittstemperatur vom Anfangsthoriumgehalt einer Innenkugel. Der Uran-235-Anteil vom Thorium beträgt hierbei 2,5 % bzw. 3,0 %. Parameter ist der Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone (Th a/i).

Abb. 6



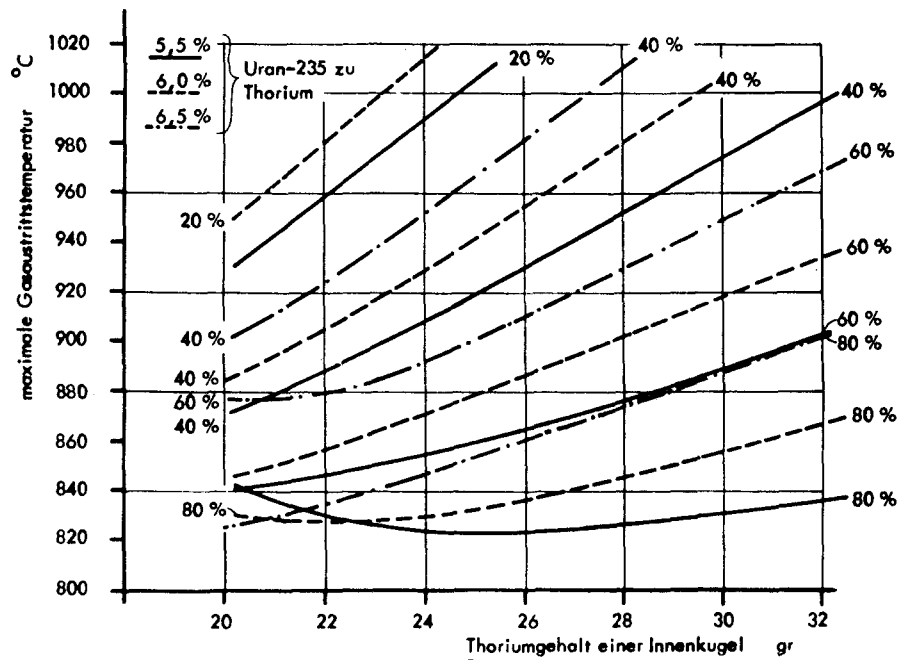
Abhängigkeit der maximalen Gasaustrittstemperatur vom Anfangsthoriumgehalt einer Innenkugel. Der Uran-235-Anteil vom Thorium beträgt hierbei 3,5 % bzw. 4,0 %. Parameter ist der Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone (Th a/i).

Abb. 7



Abhängigkeit der maximalen Gasaustritts-temperatur vom Anfangsthoriumgehalt einer Innenkugel. Der Uran-235-Anteil vom Thorium beträgt hierbei 4,5 % bzw. 5,0 %. Parameter ist der Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone (Th a/i).

Abb. 8



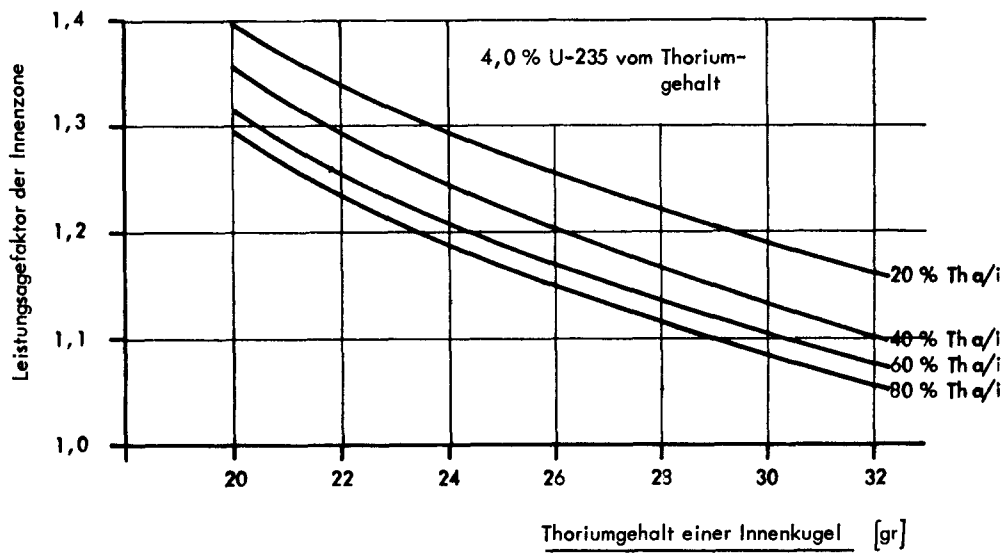
Abhängigkeit der maximalen Gasaustritts-temperatur vom Anfangsthoriumgehalt einer Innenkugel. Der Uran-235-Anteil vom Thorium beträgt hierbei 5,5 %, 6,0 % bzw. 6,5 %. Parameter ist der Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone (Th a/i).

Abb. 9

Dagegen ist der Einfluß der anderen Parameter größer. Es gibt außerdem eine Reihe von Fällen, bei denen die maximale Gasaustrittstemperatur unter dem nominell geforderten Wert von  $850^{\circ}\text{C}$  liegt. Aus Abb. 6 geht hervor, daß bei niedrigen Spaltstoffanreicherungen in der Innenzone in keinem Fall die geforderte Temperaturgrenze erreicht wird. Erst ab einem Urananteil von 4% an aufwärts (Abb. 7) sind erstmalig Kreisläufe möglich, die zu den geforderten nominellen Gastemperaturen führen. Allerdings müssen bei 4 % noch hohe Schwermetalleinsätze von 30 gr in Kauf genommen werden. Würde man 5% und 6% in die Kugel stecken, käme man bei gleichen Temperaturbedingungen zu niedrigeren Schwermetalleinsätzen (Abb. 8 und 9). Es ist interessant festzustellen, daß das Produkt aus Thorium- und Uraneinsatz nahezu konstant ist, um zu gleichen minimalen Temperaturen zu gelangen. Das bedeutet, daß dann bei sonst konstanten Parametern der Spaltstoffeinsatz nahezu konstant sein muß. Verkleinert man den Thoriumeinsatz, muß sich der prozentuale Spaltstoffanteil vergrößern. Dies und die flachen Minima der Gasaustrittstemperaturen zeigen, daß sich bei geringen Änderungen des Thoriumgehaltes (z.B. Thoriumbeschickungsfehler) die Temperaturen nur wenig ändern.

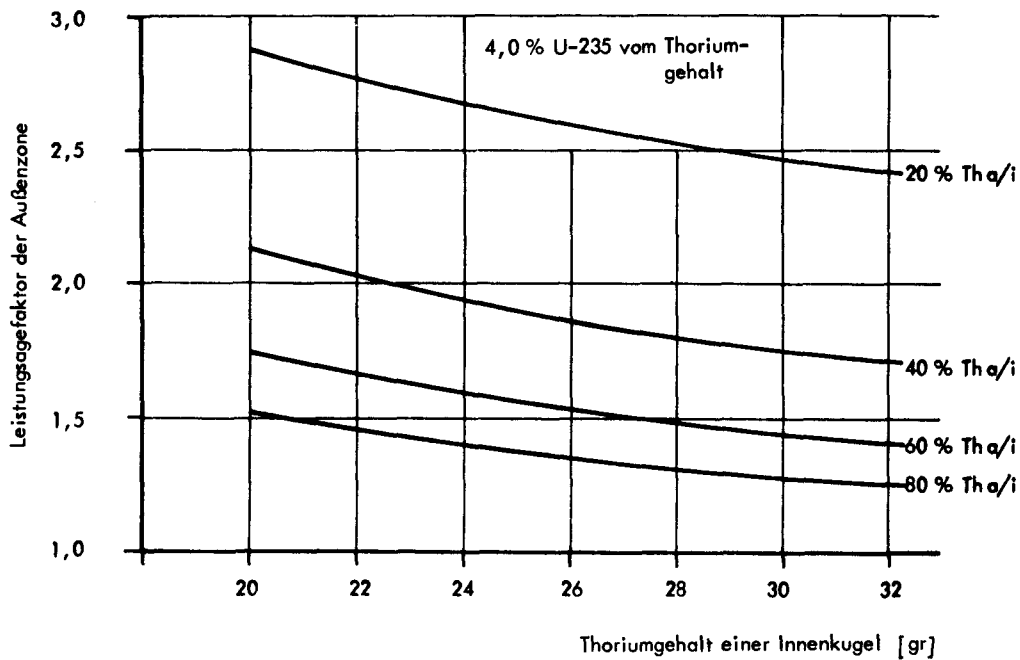
Die Leistungs-Age-Faktoren haben in der Außenzone größere Werte als in der Innenzone (Abb. 10 und 11). In beiden Zonen besteht eine gleichlaufende Tendenz, denn mit zunehmendem Thoriumanfangsgehalt nehmen die Faktoren in beiden Zonen ab. Der Grund für die gleichlaufende Tendenz liegt in der Verknüpfung des Thoriumgehaltes der Außen- mit dem der Innenzone. Die Age-Faktoren müssen kleiner werden, weil bei größerem Thoriumgehalt der Anfangskugel diese wegen der zusätzlichen Neutronenabsorption weniger Leistung erzeugt. In Abb. 12 und 13 sind die Age-Faktoren mit anderen Parametern dargestellt als in Abb. 10 und 11. Man sieht, daß die Innenkugel anfangs weniger Leistung abgibt, wenn das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone steigt (Abb. 10), daß also auch die Anfangsleistung einer Innenkugel von den Verhältnissen





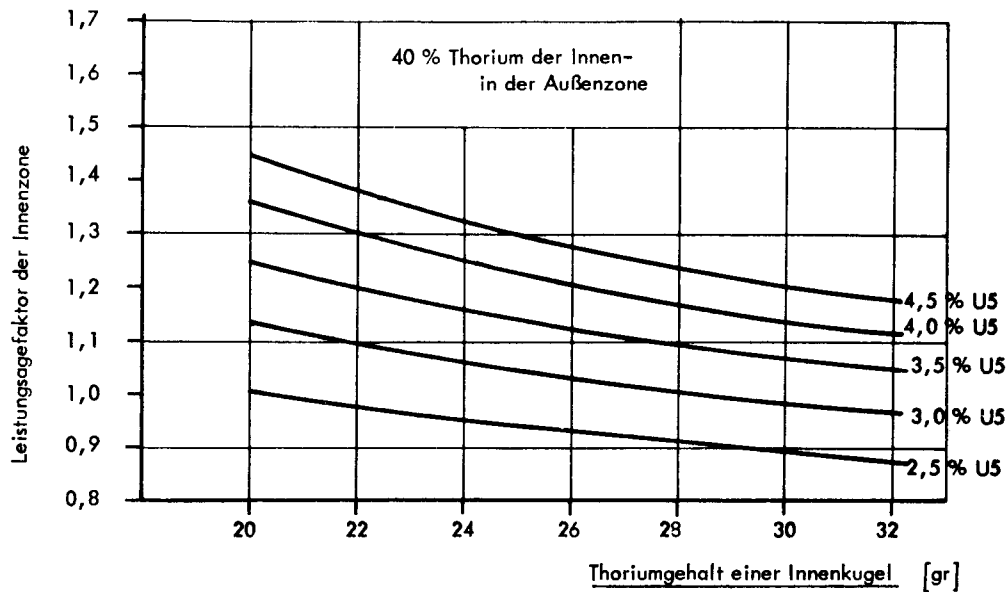
Abhängigkeit des Leistungsfaktors der Innenzone vom Thoriumgehalt einer Innenkugel. Der Uran-235-Anteil am Thoriumgehalt beträgt hierbei 4,0 %. Parameter ist das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone (Th a/i).

Abb. 10



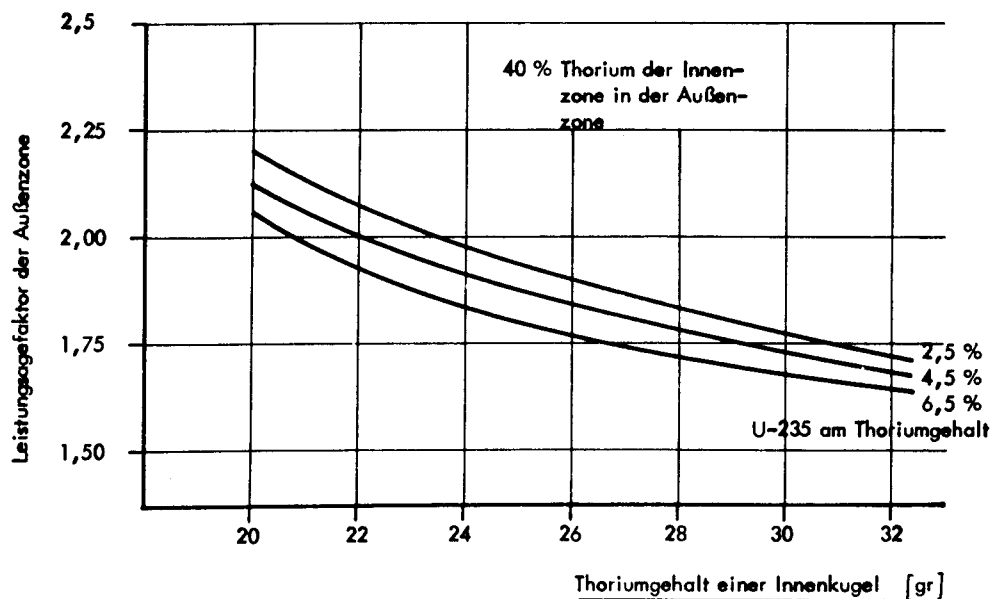
Abhängigkeit des Leistungsfaktors der Außenzone vom Thoriumgehalt einer Innenkugel. Der Uran-235-Anteil am Thoriumgehalt beträgt hierbei 4,0 %. Parameter ist das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone (Th a/i).

Abb. 11



Abhängigkeit des Leistungsfaktors der Innenzone vom Thoriumanfangsgehalt einer Innenkugel. 40 % des Thoriums der Innenzone befindet sich in der Außenzone. Parameter ist der prozentuale Anteil des Urans-235 am Thoriumgehalt einer Innenkugel.

Abb. 12

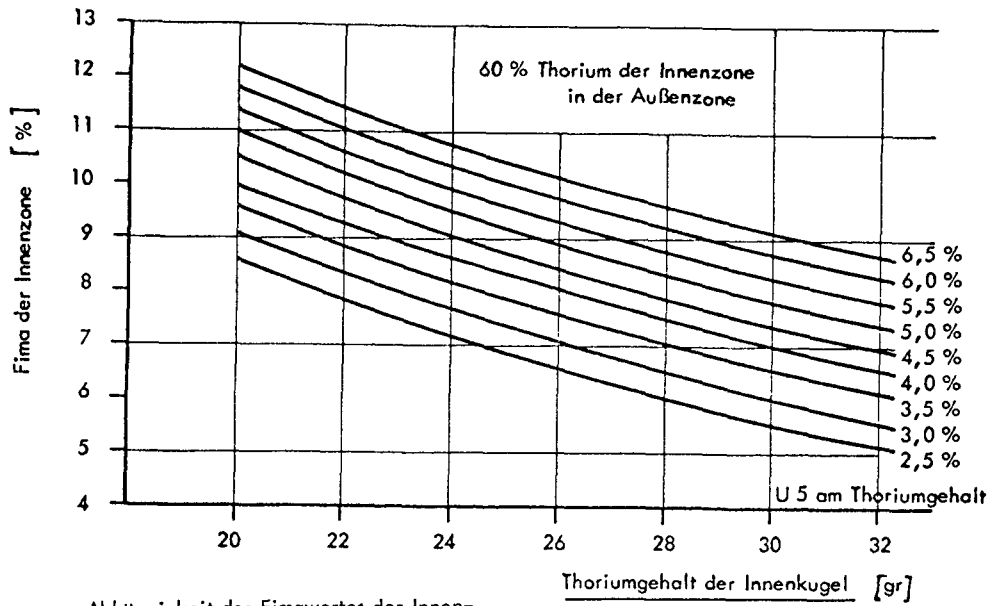


Abhängigkeit des Leistungsfaktors der Außenzone vom Thoriumanfangsgehalt einer Innenkugel. 40 % des Thoriums der Innenzone befinden sich in der Außenzone. Parameter ist der prozentuale Anteil des Uran-235 am Thoriumgehalt einer Innenkugel.

Abb. 13

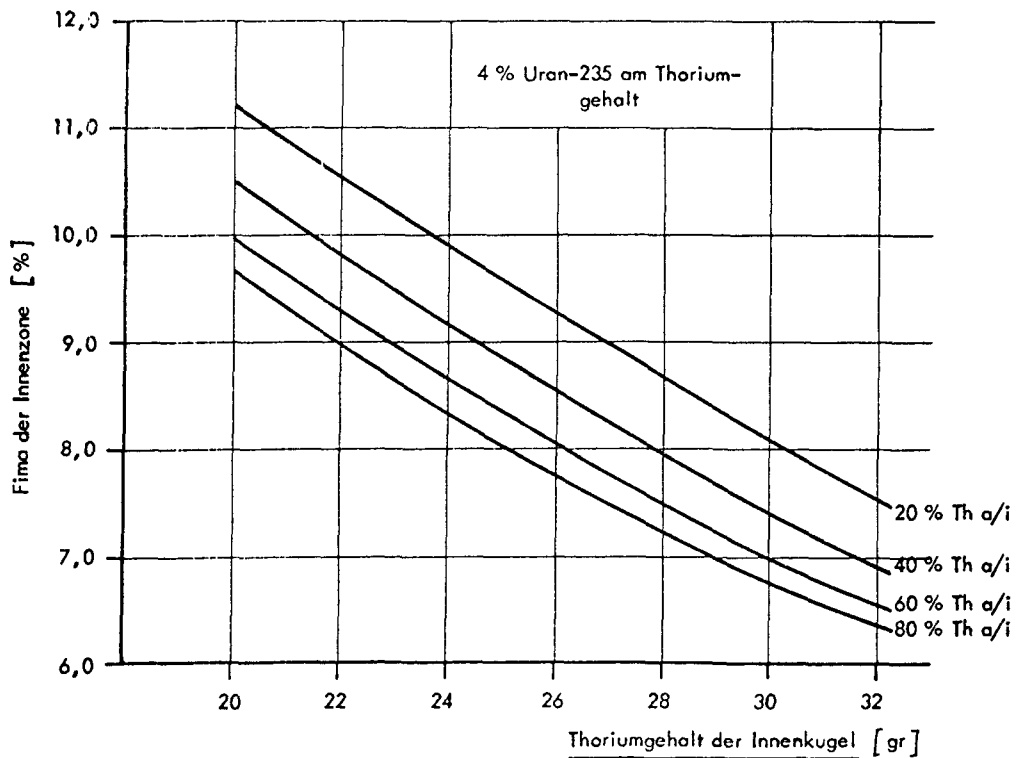
in der Außenzone beeinflusst werden. Dieser Einfluß, der allerdings sehr gering ist, kommt daher, daß ein höherer Thoriumgehalt in der Außenzone mehr thermische Neutronen absorbiert. Das Spektrum in der Außenzone wird also härter. Da die Gesamtleistung des Cores gleichbleibt, wird das Spektrum in der Innenzone weicher, d.h. es wird weniger Leistung erzeugt. Stärker als der Thoriumgehalt außen fällt verständlicherweise der Spaltstoffanteil innen für den Age-Faktor innen ins Gewicht (Abb.12). Je weniger Spaltstoff anteilmäßig am Thoriumgehalt anfangs in der Innenkugel vorhanden ist, desto weniger Leistung gibt die Kugel anfangs ab. In der Außenzone hängt der Age-Faktor sehr stark von dem Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone ab und damit praktisch von dem Thoriumeinsatz pro Kugel. Er nimmt mit größer werdendem Thoriumeinsatz ab. Nur wenig hängt der Age-Faktor der Außenkugel vom Uran-235-Einsatz in der Innenkugel ab (Abb. 13). Aus allen Untersuchungen läßt sich schließen, daß mit höheren Thoriumeinsätzen in beiden Zonen die Age-Faktoren verkleinert werden können. Da die Werte in der Außenzone höher liegen, ist für die Coreauslegung ein hohes Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone anzustreben.

Die Fima-Werte der Innenzone erreichen nur bei den geringen Thoriumgehalten von 20 gr pro Kugel und hohen Spaltstoffanreicherungen über 6% in der Innenzone die zulässigen Grenzen (Abb. 14 und 15). Die Zahl der Spaltungen pro anfangs eingesetztes Schwermetallnuklid nehmen mit zunehmendem Thoriumgehalt pro Kugel ab. Der Wert steigt, wenn der prozentuale Spaltstoffanteil wächst, weil sich mit ihm die Zahl der Spaltungen erhöht. Auch das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone übt einen Einfluß auf den Fima-Wert der Innenzone aus. Mit zunehmendem Verhältnis sinkt der Wert. Eine Erklärung dafür ist, daß bei zunehmendem Thoriumgehalt in der Außenzone dort mehr Neutronen absorbiert werden, so daß weniger in die Innenzone hineingestreut werden, die zu Spaltungen zur Verfügung stehen.



Abhängigkeit des Fimawertes der Innenzone vom Thoriumgehalt der frischen Innenkugel. Das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone beträgt hierbei 60 %. Parameter ist der Uran-235-Anteil am Thoriumgehalt der frischen Innenkugel.

Abb. 14

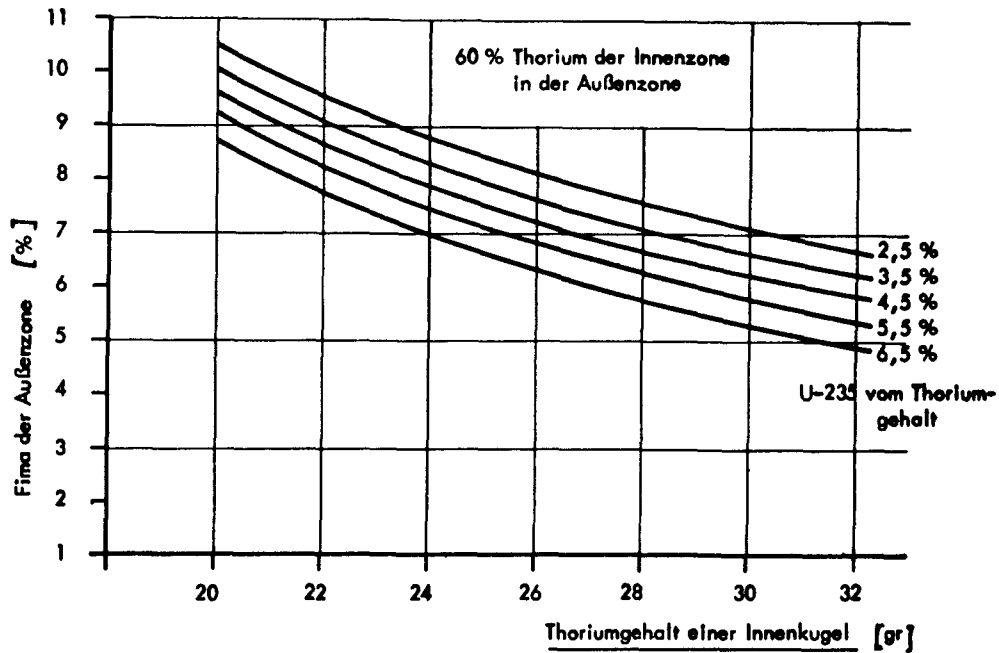


Abhängigkeit des Fimawertes der Innenzone vom Thoriumgehalt der frischen Innenkugel bei einem Uran-235-Anteil am Thoriumgehalt von 4 %. Parameter ist das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone (Th a/i).

Abb. 15

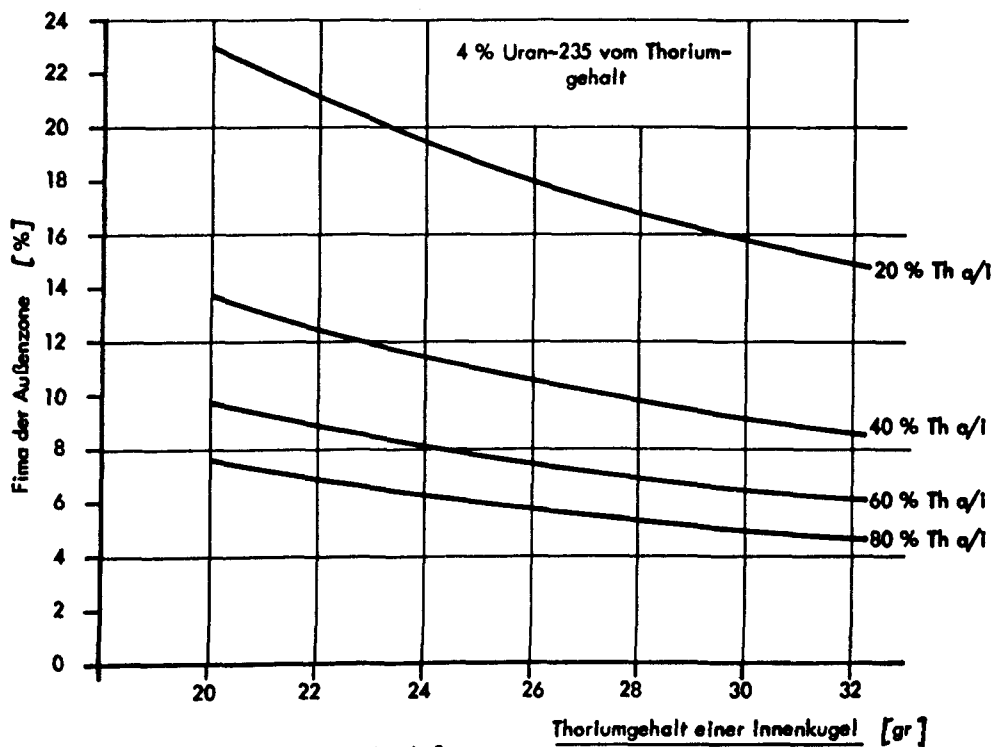
Der Fima-Wert der Außenzone ist über dem Thoriumgehalt der Innenzone in Abb. 16 und 17 aufgetragen. Er hängt deshalb von den Verhältnissen der Innenzone ab, weil beide Zonen durch den gewählten Beschickungsfluß miteinander gekoppelt sind. Die Nuklide der aus der Innenzone entfernten Kugel gelangen nach Wiederaufarbeitung in die Kugel der Außenzonen. Wenn mehr Thorium in die Innenkugel gesteckt wird, kommt dadurch auch mehr in die Außenkugel. Die abnehmende Tendenz des Fimawertes bei zunehmendem Thoriumanfangsgehalt pro Kugel muß also auch in der Außenzone zu beobachten sein. Ein abnehmender Fimawert in der Außenzone mit steigendem Spaltstoffgehalt der Innenzone wird dadurch anschaulich, daß mehr Spaltstoff in der Innenzone dort auch mehr Spaltungen macht. Da die abgegebene Leistung aber gleich bleibt, sind in der Außenzone weniger Spaltungen notwendig. Den größten Einfluß auf den Fimawert der Außenzone übt das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone aus. Hier können bei 20% und 20 gr Thorium in der Innenkugel 23% Fima auftreten. Erst bei einem Thoriumgehalt von 32 gr sinkt Fima auf 15%. Will man sich auf einen Thoriumgehalt von 20 gr festlegen, so muß das Thoriumverhältnis schon mindestens 40% betragen, wenn die Fimabegrenzung eingehalten werden soll. Diese Forderung nach ausgeglichenen Thoriumverhältnissen in beiden Zonen deckt sich auch mit der im Hinblick niedriger Age-Faktoren gemachten Feststellung.

Die schnelle Dosis in der Innenzone liegt bei den gerechneten Fällen mit einer Standzeit von 6 Jahren der Innenkugel mit Werten zwischen 7 und  $12 \cdot 10^{21}$  nvt etwas zu hoch, (Abb. 18 und 19), aber durch eine Senkung der Standzeit auf 5 Jahre lassen sich sehr einfach kleinere Werte erzielen. Es muß aber noch gesagt werden, daß die schnelle Dosis hier pessimistisch abgeschätzt worden ist, weil die untere Energiegrenze nicht bei 0,1 MeV, sondern aus programmtechnischen Gründen bei 0,07 MeV liegt. Die Dosis wird dadurch etwa um den Faktor 1,4 überschätzt. Die Dosis hängt kaum von dem Thoriumgehalt ab und wenig vom Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone, dagegen stärker vom Spaltstoffgehalt einer



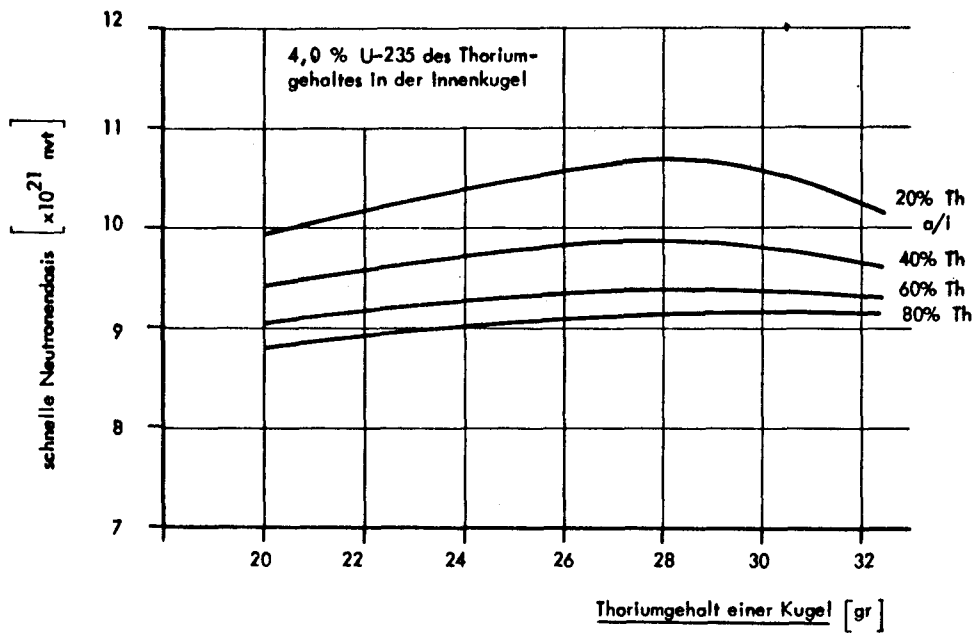
Abhängigkeit des Fimawertes der Außenzone vom Thoriumgehalt der frischen Innenkugel. Das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone beträgt hierbei 60 %. Parameter ist der Uran-235-Anteil am Thoriumgehalt der frischen Innenkugel.

Abb. 16



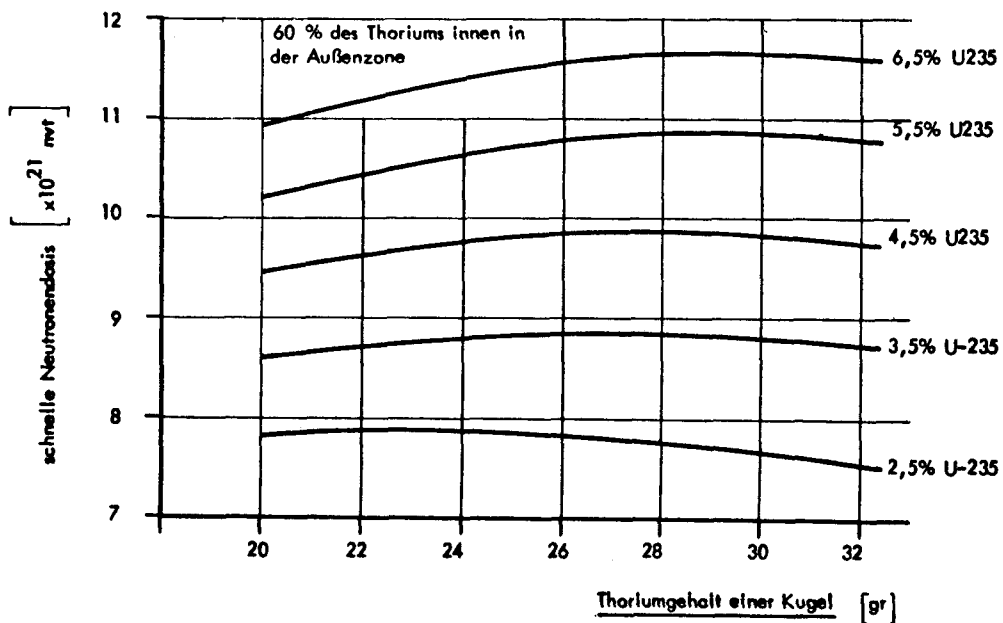
Abhängigkeit des Fimawertes der Außenzone vom Thoriumgehalt der frischen Innenkugel bei einem Uran-235-Anteil am Thoriumgehalt von 4 %. Parameter ist das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone (Th a/i).

Abb. 17



Schnelle Neutronendosis in Abhängigkeit vom Thoriumgehalt einer frischen Innenkugel. 4 % dieses Thoriumgehaltes sind an Spaltstoff vorhanden. Parameter ist das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone.

Abb. 18



Schnelle Neutronendosis in Abhängigkeit vom Thoriumgehalt einer frischen Innenkugel bei einem Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone von 60 %. Parameter ist der Spaltstoffanteil am Thoriumgehalt der Innenkugel.

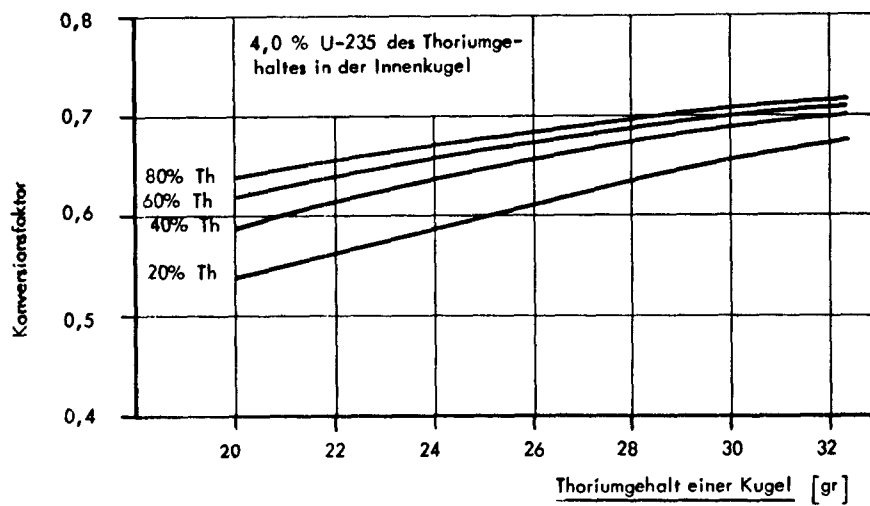
Abb. 19

Kugel. Letzteres liegt daran, daß mehr Spaltstoff auch mehr Spaltungen macht. Die schnelle Dosis der Außenzone erreicht die zulässige Grenze wegen der geringen Standzeit von 2 Jahren in keinem Fall.

Für kostenoptimale Auslegungen ist u.a. von Bedeutung, möglichst hohe Konversionsfaktoren zu erzielen. Für einige Parameter ist ihre Abhängigkeit in Abb. 20 und 21 dargestellt. Im Rahmen der hier gesteckten Parametergrenzen sind die Unterschiede in den Konversionsraten nicht sehr groß. Ihre Werte bewegen sich zwischen 0,5 und 0,7. Die Konversionsrate steigt mit zunehmendem Thoriumgehalt sowohl in der Innen- wie auch in der Außenzone und ist praktisch unabhängig vom eingesetzten Spaltstoffgehalt in der Innenkugel.

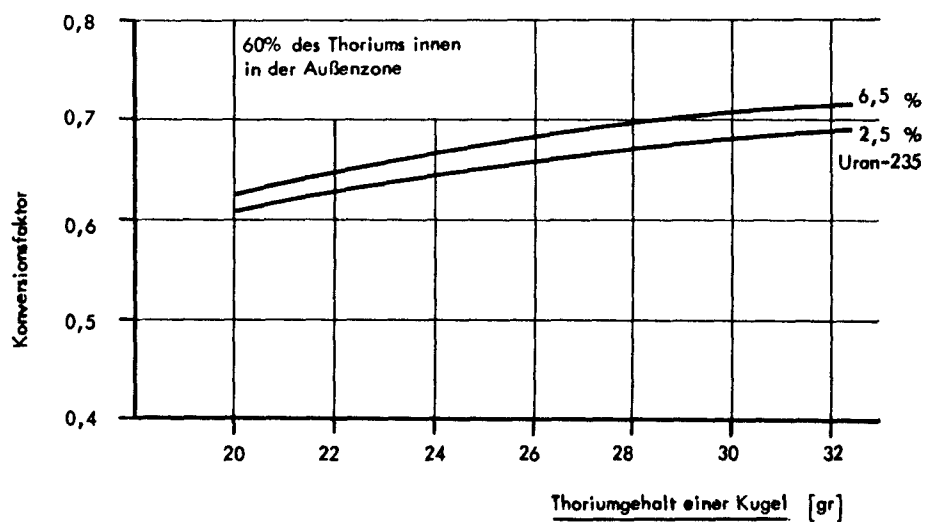
Ein wesentliches Kriterium für die Auswahl des Kreislaufes ist bei dieser Untersuchung der Reaktivitätshub. Wie aus Tabelle 2 zu entnehmen ist, sinkt der Hub mit zunehmendem Thoriumanfangsgehalt einer Innenkugel. Eine Erklärung für dieses Verhalten findet man, wenn man die Moderationsverhältnisse, die Leistungsdichten sowie den Neutronenausfluß betrachtet. Wird der Thoriumgehalt innen erhöht, so nimmt bei konstantem prozentualen Anteil auch der Spaltstoffgehalt zu und dadurch das Moderationsverhältnis ab. Die Absorptions- und Produktionsrate steigt ebenfalls, womit eine höhere Leistungserzeugung der Innenzone gegenüber der Außenzone verbunden ist. In der Außenzone ist also weniger Spaltstoff hinzuzufügen, um eine gleichbleibende Leistung zu produzieren. Die Folge ist eine verminderte Spaltneutronenfreisetzung in der Außenzone. Dies wirkt sich in einer verminderten Neutronenausfluß aus und damit in einer geringeren Einflußnahme der Reflektorabsorption auf die Neutronenökonomie im Core. Sinkt der Reaktivitätshub zu stark ab, so kann der Kreislauf nicht mehr genügend vom Reflektor geregelt werden.





Konversionsfaktor in Abhängigkeit vom Thoriumgehalt einer frischen Innenkugel. 4 % dieses Thoriumgehaltes sind an Spaltstoff vorhanden. Parameter ist das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone.

Abb. 20



Konversionsfaktor in Abhängigkeit vom Thoriumgehalt einer frischen Innenkugel bei einem Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone von 60 %. Parameter ist der Spaltstoffanteil am Thoriumgehalt der Innenkugel.

Abb. 21

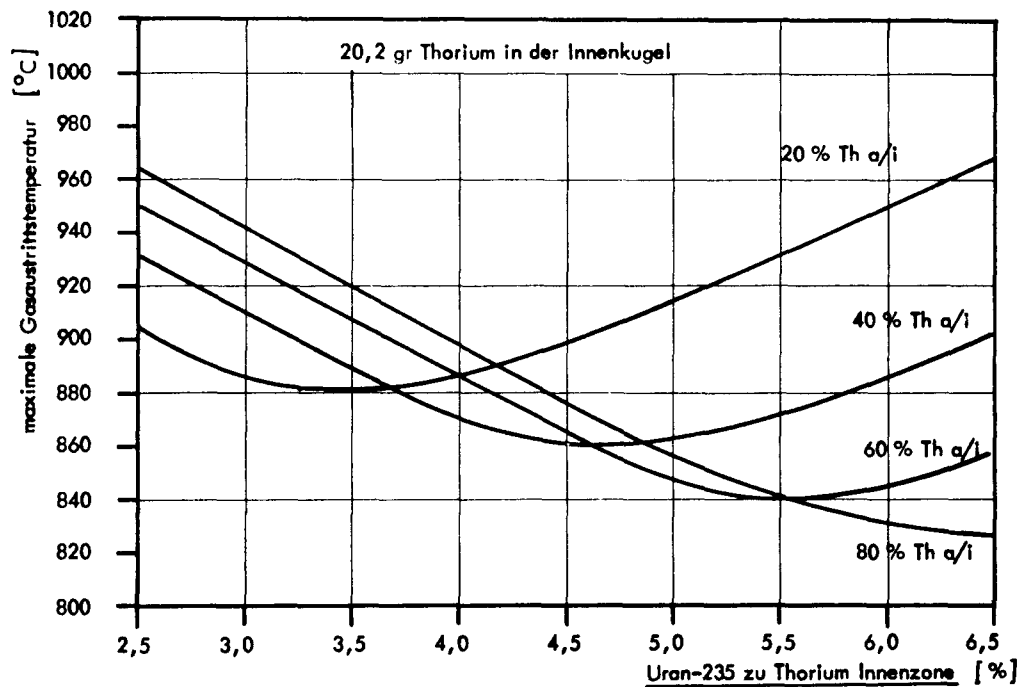
Tabelle 2

Moderationsverhältnisse, Leistungsdichten, Reaktionsraten, Ausfluß, Reaktivitätshub und maximale Gasaustrittstemperatur bei einem Kreislauf mit 4,5 % Uran-235-Anteil am Thoriumgehalt der Innenkugel und einem Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone von 50%.

Thoriumgehalt einer Innen- kugel [gr]		16,2	20,2	24,3	28,3	32,4
Moderations- verhältnis	innen	8693	6359	4991	3940	3250
	außen	8743	8225	7865	7552	7350
Leistungs- dichte $\left[\frac{\text{MW}}{\text{m}^3}\right]$	innen	4,86	5,23	5,46	5,59	5,67
	außen	6,97	6,66	6,46	6,35	6,28
Absorptions- rate [%]	innen	39,3	41,5	42,9	43,6	44,0
	außen	51,5	50,1	49,5	49,5	49,7
Produktions- rate [%]	innen	37,5	40,3	42,0	42,9	43,4
	außen	62,5	59,7	58,1	57,1	56,6
Hub [%]		9,1	8,5	8,1	7,9	7,7
Ausfluß [%]		9,3	8,4	7,6	6,9	6,3
max. Gastem- peratur [°C]		898	859	851	863	878

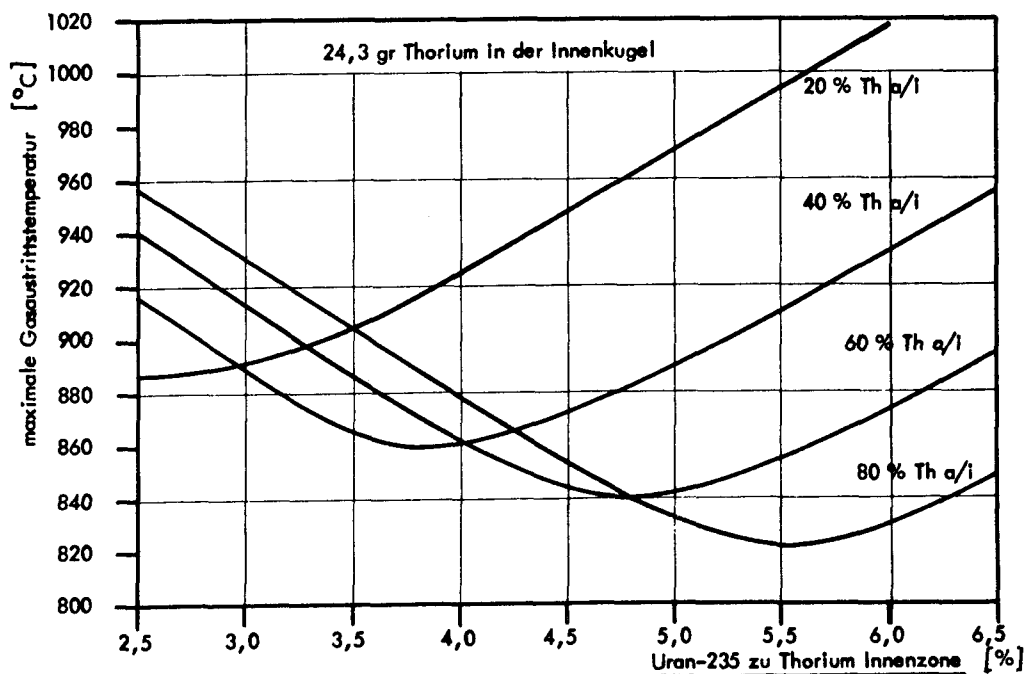
### 3.3.2 Änderung der Spaltstoffanteile am Thoriumgehalt einer frischen Kugel der Innenzone

Welche Werte die Spaltstoffanteile am Thoriumgehalt einer Innenkugel haben, geht schon aus 3.3.1 hervor. Für die berechneten maximalen Gasaustrittstemperaturen der Abb. 6 bis 9 ist zusätzlich noch eine andere Darstellung gewählt worden (Abb. 22 bis 25). Sie werden diesmal für ein konstantes Thoriumanfangsgehalt einer Kugel der Innenzone und für verschiedene Thoriumverhältnisse Außen- zu Innenzone als Parameter über dem Spaltstoffanteil der frischen Innenkugel aufgetragen. So zeigt sich, daß dieser Einfluß auf die maximale Gasaustrittstemperatur sehr groß ist und daß in jedem Fall ein Minimum durchlaufen wird. Es lassen sich niedrigere Minima erzielen, wenn größere Spaltstoffanteile am Thoriumgehalt vorhanden sind und wenn der Thoriumgehalt in beiden Zonen einander angeglichen wird. Da die Extremwerte sehr schmal sind, kann festgestellt werden, daß Beschickungsfehler bezüglich Spaltstoffgehalt sich auf die Austrittstemperaturprofile stärker auswirken als Änderungen im Thoriumgehalt. Der Neutronenausfluß und der Reaktivitätshub nehmen mit zunehmendem Spaltstoffgehalt in der Innenzone ab (Tabelle 3). Die Zahl der Absorptionen in der Innenzone nimmt durch höheren Spaltstoffgehalt gegenüber denen in der Außenzone zu. Je mehr Spaltstoff in die Innenzone gesteckt wird, desto weniger ist in der Außenzone zur Erhaltung der Kritikalität notwendig. Das Neutronenspektrum wird durch die Spaltstoffzunahme bei gleichbleibendem Absorbermaterial - abnehmendes Moderationsverhältnis - in der Innenzone härter. Dagegen wird das Spektrum in der Außenzone weicher. Im Zusammenhang damit steht, daß sich die Leistungsanteile beider Zonen zugunsten der Innenzone verschieben. Mit diesen Vorstellungen läßt sich auch erklären, weshalb der Neutronenausfluß abnimmt. Der Ausfluß wird primär von dem Neutronengeschehen in der Außenzone bestimmt. Ein weicheres Spektrum bedeutet eine Verschiebung der Neutronenhäufigkeit zu niedrigeren Energien. Weniger schnelle Neutronen



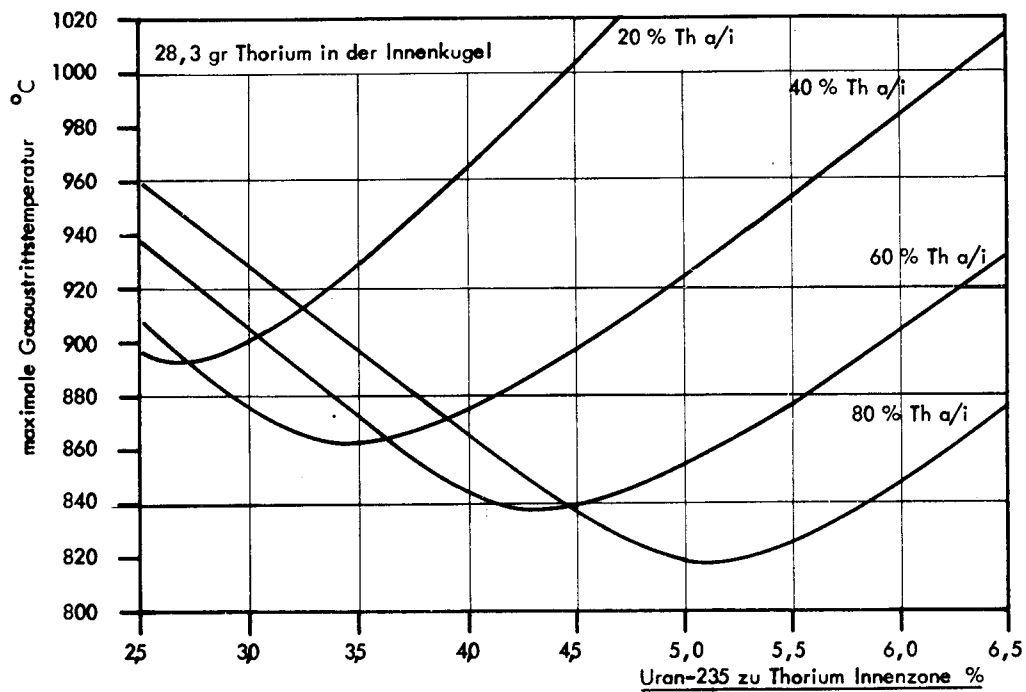
Maximale Gasaustrittstemperatur als Funktion des Uran-235-Anteils am Thoriumgehalt der frischen Innenkugel. Der Thoriumgehalt der frischen Innenkugel beträgt hierbei 20,2 gr. Parameter ist der Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone.

Abb. 22



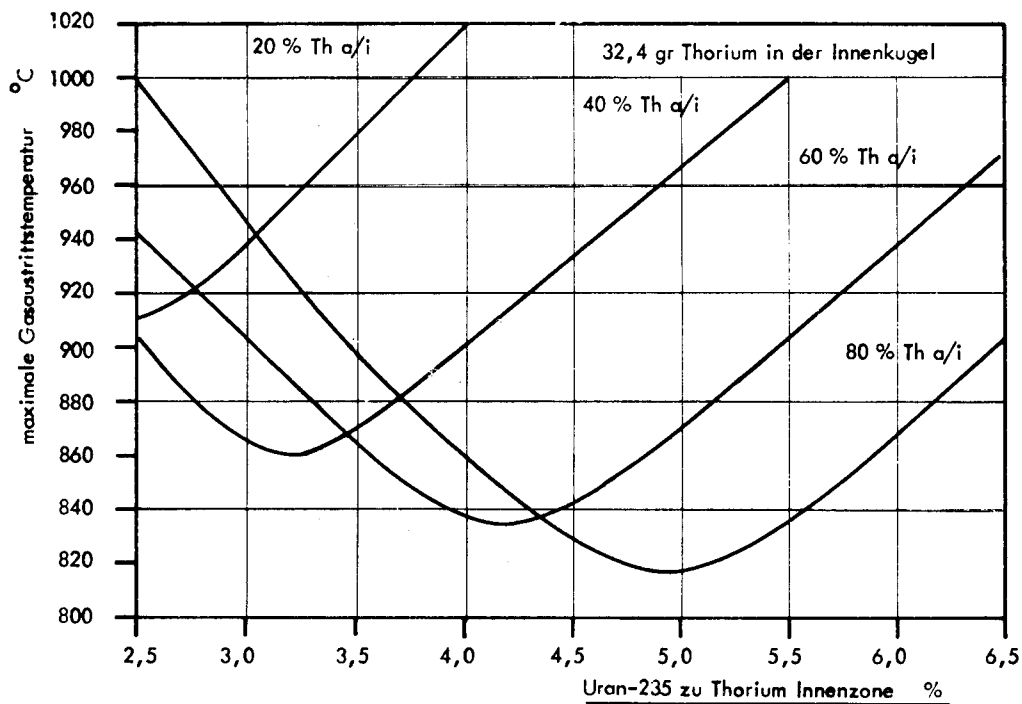
Maximale Gasaustrittstemperatur als Funktion des Uran-235-Anteils am Thoriumgehalt der frischen Innenkugel. Der Thoriumgehalt der frischen Innenkugel beträgt hierbei 24,3 gr. Parameter ist der Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone.

Abb. 23



Maximale Gasaustrittstemperatur als Funktion des Uran-235-Anteils am Thoriumgehalt der frischen Innenkugel. Der Thoriumgehalt der frischen Innenkugel beträgt hierbei 28,3 gr. Parameter ist der Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone (Th  $\alpha/i$ )

Abb. 24



Maximale Gasaustrittstemperatur als Funktion des Uran-235-Anteils am Thoriumgehalt der frischen Innenkugel. Der Thoriumgehalt der frischen Innenkugel beträgt hierbei 32,4 gr. Parameter ist der Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone (Th  $\alpha/i$ )

Abb. 25

Tabelle 3

Moderationsverhältnisse, Leistungsdichten, Ausfluß und Reaktivitätshub bei einem Kreislauf mit 20,2 gr Th in der Innenkugel und einem Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone von 60%

Uran-235-Anteil am Thoriumgehalt der Innenkugel [%]	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5
Moderations- verhältnis									
{ innen	7971	7475	7035	6642	6293	5969	5677	5410	5156
{ außen	6305	6509	6722	6948	7261	7440	7706	7992	8300
Leistungs- dichte $\left[\frac{\text{MW}}{\text{m}^3}\right]$									
{ innen	4,13	4,39	4,64	4,88	5,14	5,36	5,60	5,83	6,06
{ außen	7,60	7,38	7,17	6,96	6,75	6,55	6,35	6,15	5,95
Hub [%]	9,5	9,2	8,8	8,5	8,2	7,8	7,5	7,2	6,9
Ausfluß [%]	9,0	8,7	8,5	8,4	8,2	8,0	7,8	7,6	7,3
Temperatur [°C]	951	928	908	886	865	847	840	845	857
Absorptions- rate [%]									
{ innen	34,2	35,9	37,5	39,0	40,5	42,1	43,6	45,0	46,6
{ außen	56,6	55,3	53,9	52,5	51,2	49,9	48,6	47,4	46,2
Produktions- rate [%]									
{ innen	31,9	33,8	35,7	37,6	39,1	41,2	43,0	44,8	46,5
{ außen	68,1	66,2	64,3	62,4	60,5	58,8	57,0	55,2	53,5

gelangen also in den Reflektor und verkleinern damit den Ausfluß. Gleichzeitig wird aber auch der Einfluß des Reflektors auf die Neutronenökonomie im Core verringert, so daß der Reaktivitätshub kleiner wird.

So günstig sich also die Spaltstoffzunahme in der Innenzone auf die maximale Gasaustrittstemperatur auch auswirkt, so nachteilig beeinflußt sie auch den Reaktivitätshub. Die in Tabelle 3 angegebenen Werte sind leider nur scheinbar so groß. Sie wurden mit dem eindimensionalen Diffusionsprogramm in erster Näherung abgeschätzt. Eine genauere zweidimensionale Rechnung läßt z.B. den Hub bei 5,5% Uran-235 von 7,5% auf 5,4% absinken. Man kann also sagen, daß ein Fall, deren eindimensional berechneter Hub kleiner als 7,5% ist, wegen der zur Regelung vom Reflektor geforderten Mindestreaktivität ausscheiden muß.

### 3.3.3 Änderung des Thoriumanteils der Außenzone gemessen an dem der Innenzone

Wie schon erwähnt, wird das Verhältnis der Thoriumanfangskonzentration der Außenkugel zur Thoriumkonzentration der Innenkugel zur besseren Veranschaulichung kurz als das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone bezeichnet. Da die Kugeln der Innenzone zur Wiederaufbereitungsanlage geschickt werden, wo die in der Breedzone erbrüteten Spaltstoffe aufgearbeitet und anschließend in die Kugeln der Feedzone eingebracht werden, kann für jedes Nuklid einzeln ein Verlustfaktor eingegeben werden. Das ursprüngliche Konzept sah eine klare Trennung von Breed- und Feedkugeln in beiden Zonen vor, d.h. es sollten in der Breedzone nur Thoriumkugeln ohne Spaltstoffanteil und in der Feedzone nur Spaltstoffkugeln ohne Thorium eingefüllt werden. Dieses Konzept führte zu sehr unterschiedlichen Kugel- und Zonenbelastungen. Die Breedkugel gab wegen des fehlenden Spaltstoffes anfangs überhaupt keine Leistung ab, während die Feedkugel sehr viel abgab. Aber nicht nur

die Leistungs-age-Faktoren, sondern auch die Leistungsformfaktoren wurden zu groß. Es mußte daher ein Ausgleich in beiden Zonen und Kugeln angestrebt werden dahingehend, daß der Innenkugel neben dem Thorium noch ein Prozentsatz Uran-235 zugegeben wird, und daß der Außenkugel zur anfänglichen Leistungsdrose- lung noch ein Absorber, nämlich Thorium, hinzugefügt werden kann. Programmtechnisch kostete es überhaupt keine Arbeit, den Thoriumanfangsgehalt der Außenkugel über den Verlustfaktor während der Wiederaufbereitung zu beeinflussen. So entstand aus dem Verlustfaktor beim Thorium ein Parameter, der in etwa das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone widerspiegelt.

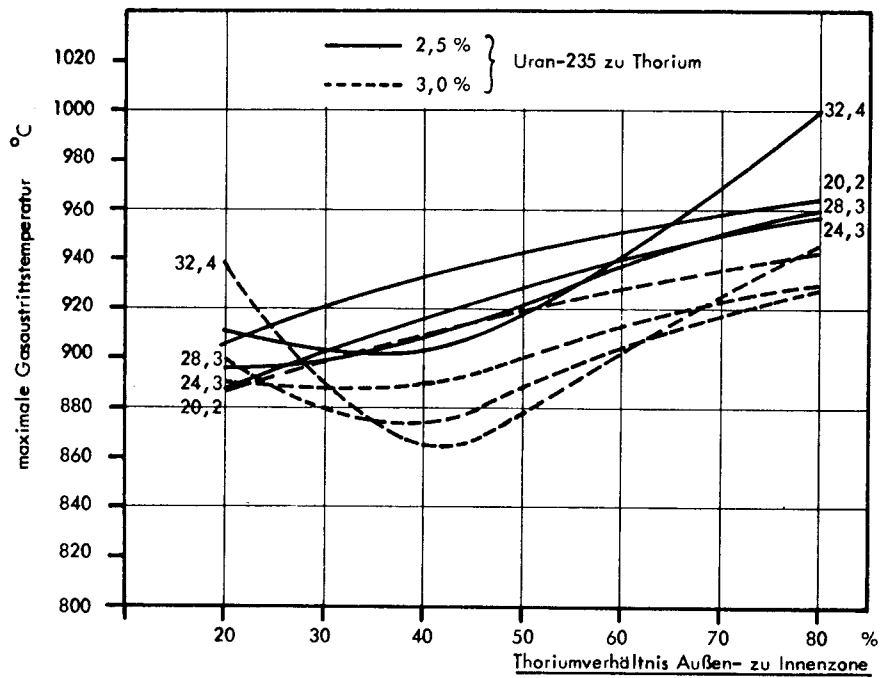
In den Abb. 26 bis 30 sind die maximalen Gasaustrittstemperaturen über dem Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone aufgetragen. Parameter sind der Thoriumanfangsgehalt und der Spaltstoffanteil der Innenzone. Bei jedem Spaltstoffanteil ist allein durch Variation des Thoriumverhältnisses der Zonen ein Minimum der Temperaturen zu erreichen. Die Werte liegen niedriger, wenn

- a) der Spaltstoffanteil höher wird,
- b) das Thoriumverhältnis höher liegt und
- c) der Thoriumgehalt innen groß ist.

Die niedrigste im Rahmen dieser Parameterstudie gefundene maximale Gasaustrittstemperatur liegt bei 817°C. Es sind aber durch Extrapolation der Kurven über die untersuchten Parameter hinaus, besonders bei Abb. 30, noch niedrigere Werte denkbar. Es ist allerdings fraglich, ob diese Fälle bezüglich der zulässigen Begrenzungen insbesondere des Reaktivitätshubes noch technisch realisierbar sind.

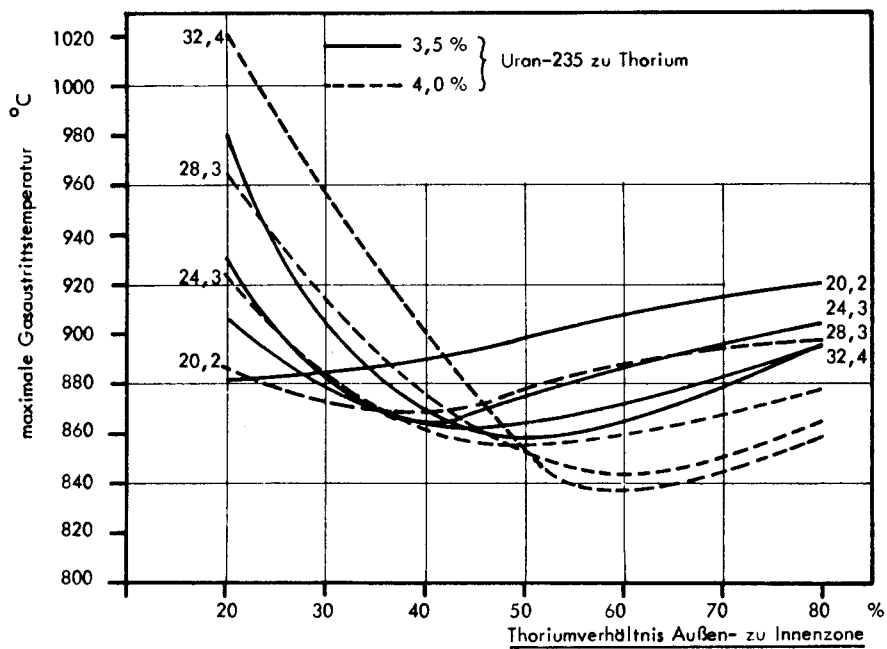
Neutronenphysikalisch passiert folgendes (Tabelle 4): Das Moderationsverhältnis der Innenzone steigt, wenn der Thoriumgehalt der Außenzone angehoben wird, obwohl die Anfangsdaten einer frischen Innenkugel wie Thorium- und Spaltstoffgehalt konstant gelassen werden. Die Beeinflussung kann also nur durch das Neu-





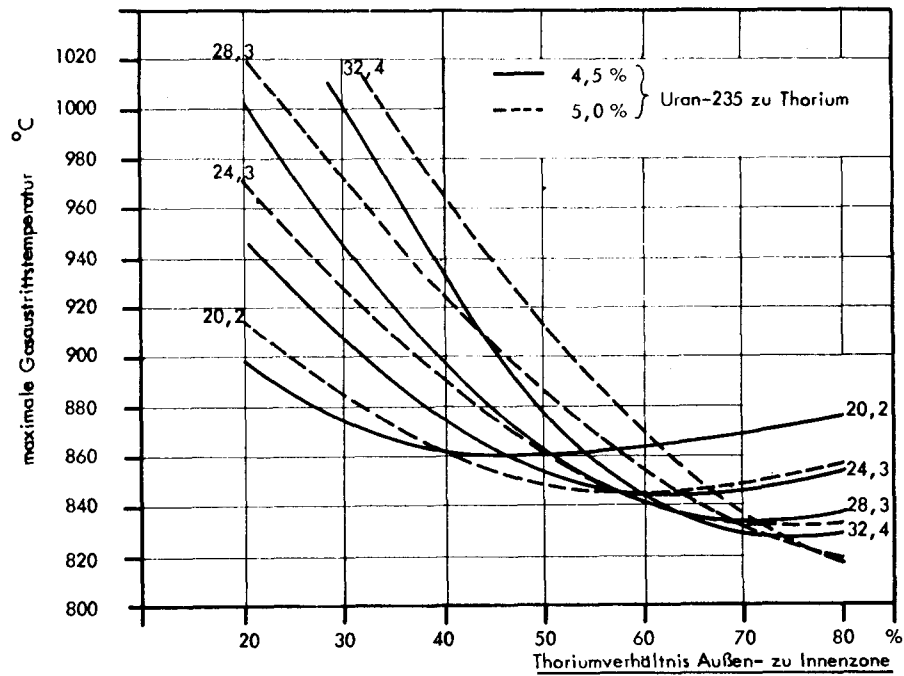
Abhängigkeit der maximalen Gasaustritts-  
temperatur vom Thoriumverhältnis der Außen- zu In-  
nenzone. Die frische Kugel der Innenzone enthält  
2,5 % bzw. 3,0 % Uran-235 vom Thoriumgehalt.  
Parameter ist der Thoriumanfangsgehalt in gr der In-  
nenkugel.

Abb. 26



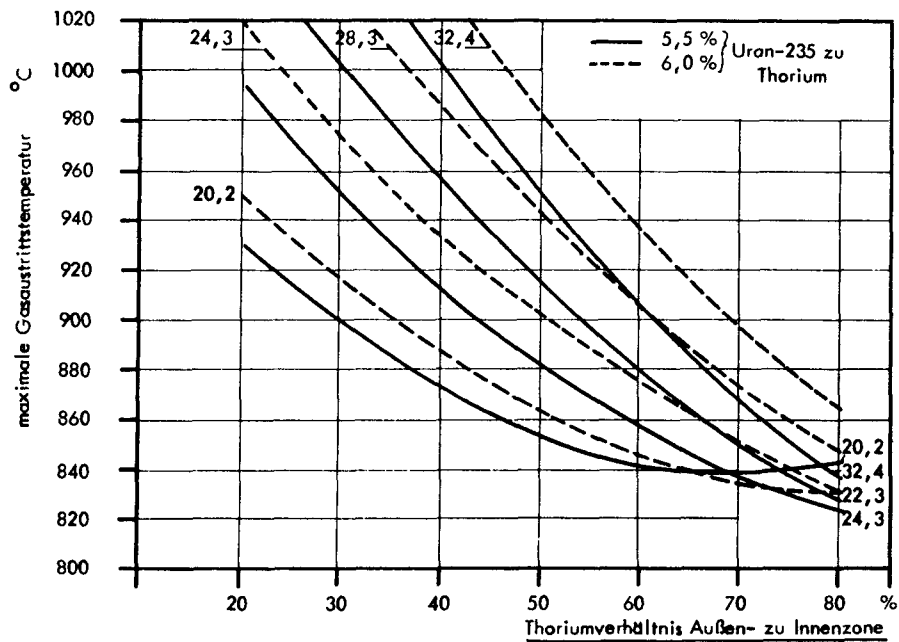
Abhängigkeit der maximalen Gasaustritts-  
temperatur vom Thoriumverhältnis der Außen- zu In-  
nenzone. Die frische Kugel der Innenzone enthält  
3,5 % bzw. 4,0 % Uran-235 vom Thoriumgehalt.  
Parameter ist der Thoriumanfangsgehalt in gr der In-  
nenkugel.

Abb. 27



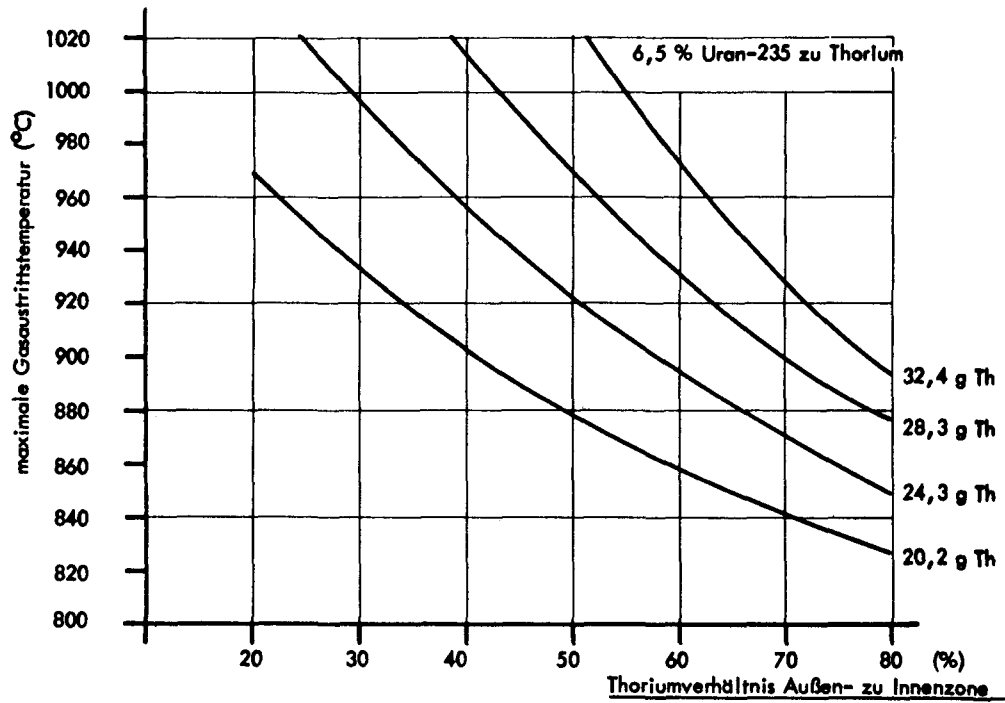
Abhängigkeit der maximalen Gasaustritts-temperatur vom Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone. Die frische Kugel der Innenzone enthält 4,5 % bzw. 5,0 % Uran-235 vom Thoriumgehalt. Parameter ist der Thoriumanfangsgehalt in gr der frischen Innenkugel.

Abb. 28



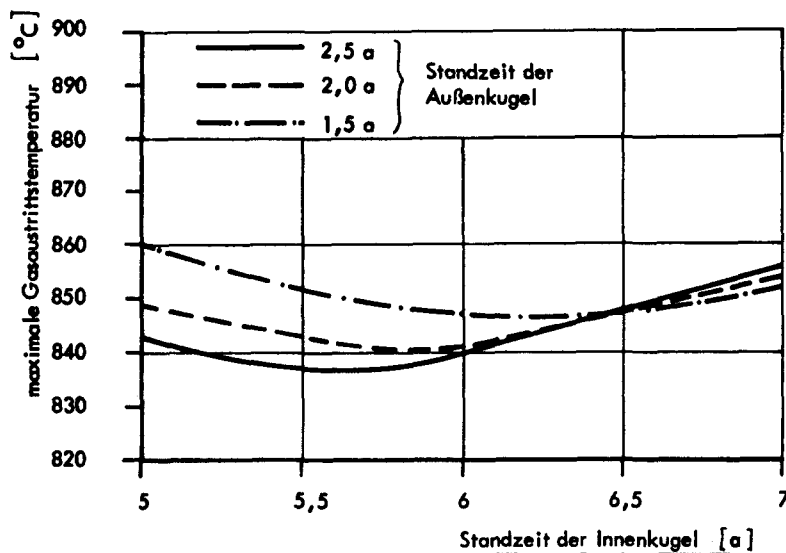
Abhängigkeit der maximalen Gasaustritts-temperatur vom Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone. Die frische Kugel der Innenzone enthält 5,5 % bzw. 6,0 % Uran-235 vom Thoriumgehalt. Parameter ist der Thoriumanfangsgehalt in gr der frischen Innenkugel.

Abb. 29



Abhängigkeit der maximalen Gasaustrittstemperatur von Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone. Die frische Kugel der Innenzone enthält 6,5 % Uran-235 vom Thoriumgehalt. Parameter ist der Thoriumanfangsgehalt der Innenkugel.

Abb. 30



Abhängigkeit der maximalen Gasaustrittstemperatur von der Standzeit der Innenkugel mit der Standzeit der Außenkugel als Parameter. Bei diesem Fall befinden sich 20,2 gr Thorium in der Innenkugel, davon 5,5 % Uran-235, und das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone beträgt 60 %.

Abb. 31

Tabelle 4

Moderationsverhältnisse, Leistungsdichten, Reaktionsraten, Ausfluß, Reaktivitätshub und maximale Gasaustrittstemperatur bei einem Kreislauf mit 20 gr Thorium und davon 4,5% Uran-235 in der Innenkugel

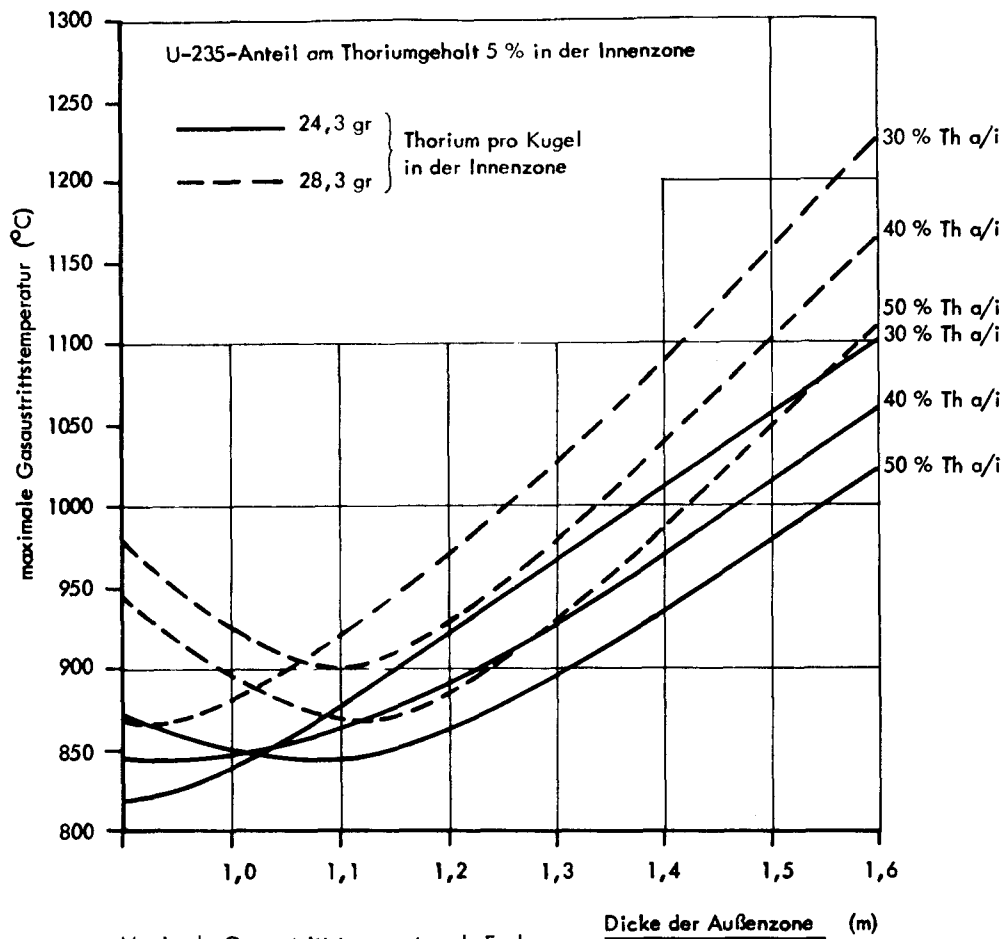
Thoriumverhältnis Außen- zu Innen- zone [%]		10	20	30	40	50	70	80
Moderations- verhältnis	innen	6789	6651	6537	6441	6359	6228	6178
	außen	15832	13147	11114	9520	8225	6298	5590
Leistungs- dichte $\left[\frac{\text{MW}}{\text{m}^3}\right]$	innen	5,94	5,74	5,51	5,36	5,23	5,04	4,97
	außen	6,05	6,26	6,42	6,55	6,66	6,83	6,88
Absorptions- rate [%]	innen	47,8	45,9	44,0	42,6	41,5	39,8	39,2
	außen	42,9	45,4	47,3	48,8	50,1	52,1	52,7
Produktions- rate [%]	innen	45,8	43,9	42,4	41,3	40,3	38,8	38,2
	außen	54,2	56,1	57,6	58,8	59,7	61,2	61,8
Hub [%]		10,7	10,0	9,4	8,9	8,5	7,9	7,6
Ausfluß [%]		9,2	8,9	8,7	8,5	8,4	8,1	8,0
max. Gasaus- trittstempe- ratur [°C]		934	899	873	862	859	860	873
Schn.Fluß $\left[x 10^{14} \frac{\text{n}}{\text{cm}^2 \text{s}}\right]$	innen	1,57	1,53	1,49	1,46	1,43	1,40	1,38
	außen	1,65	1,67	1,69	1,70	1,71	1,72	1,72
Therm.Fluß $\left[x 10^{14} \frac{\text{n}}{\text{cm}^2 \text{s}}\right]$	innen	0,95	0,90	0,85	0,82	0,79	0,75	0,73
	außen	2,29	1,96	1,70	1,48	1,30	1,03	0,92
$\phi_s / \phi_{th}$	innen	1,65	1,70	1,74	1,78	1,81	1,87	1,89
	außen	0,72	0,85	1,00	1,15	1,31	1,69	1,86
Ausfluß innen $\left[x 10^{-9} \frac{1}{\text{cm}^2}\right]$	schn.	1,27	1,02	0,81	0,63	0,47	0,21	0,10
	therm.	- 4,39	-3,77	-3,22	-2,73	-2,29	-1,54	-1,23

tronengeschehen der Außenzone zustandekommen. Da das Moderationsverhältnis abnimmt, muß der zeitlich mittlere Spaltstoffgehalt zunehmen. Dies kann zwei Ursachen haben, entweder wird mehr Uran-233 aus dem Thorium erbrütet oder weniger Uran-235 abgebrannt. In beiden Fällen ist eine Verringerung des thermischen Neutronenflusses die Ursache. Die Abnahme der Leistung, der Produktions- und Absorptionsraten bestätigen diese Annahme. Um die Vorgänge genau zu verstehen, sind in Tabelle 4 im Gegensatz zu den Tabellen 2 und 3 zusätzlich noch die Neutronenflüsse innen und außen sowie die Bucklings der Innenzone angegeben. Thermische Neutronen werden also von der Außen- in die Innenzone hineingestreut, während umgekehrt schnelle Neutronen die Innenzone verlassen. Eine Steigerung des Thoriumgehaltes außen bewirkt dann eine Abnahme der schnellen Neutronenverluste und zugleich einen Verlust an thermischen Neutronen. So wird dann auch klar, weshalb die Leistung und die Reaktionsrate hier zurückgeht. Ein Rückgang an thermischen Neutronen bedeutet nichts anderes als eine Spektrumsverhärtung. Die Bilanz der Außenzone sieht nach diesem Bild so aus, daß bezüglich des Neutronenaustausches mit der Innenzone einerseits weniger schnelle Neutronen aus der Innenzone kommen, andererseits weniger thermische Neutronen abgegeben werden. Durch den höheren Thoriumgehalt steigt die Neutronenabsorptionsrate, und es müssen zusätzlich thermische Neutronen zur Verfügung gestellt werden. Dies geschieht durch erhöhte Spaltstoffzufuhr. Das Moderationsverhältnis sinkt dadurch, und das Neutronenspektrum wird härter. Der Neutronenausfluß aus der Außenzone in den Reflektor muß kleiner werden, weil die sonst ausfließenden Neutronen in zunehmendem Maße von den zusätzlichen Thoriumatomen absorbiert werden. Durch den sinkenden thermischen Neutronenfluß in der Außenzone wird auch die Importance eines Absorbers im Reflektor herabgesetzt, so daß der Reaktivitätshub kleiner wird.

#### 3.3.4 Variation der Außenzonendicke

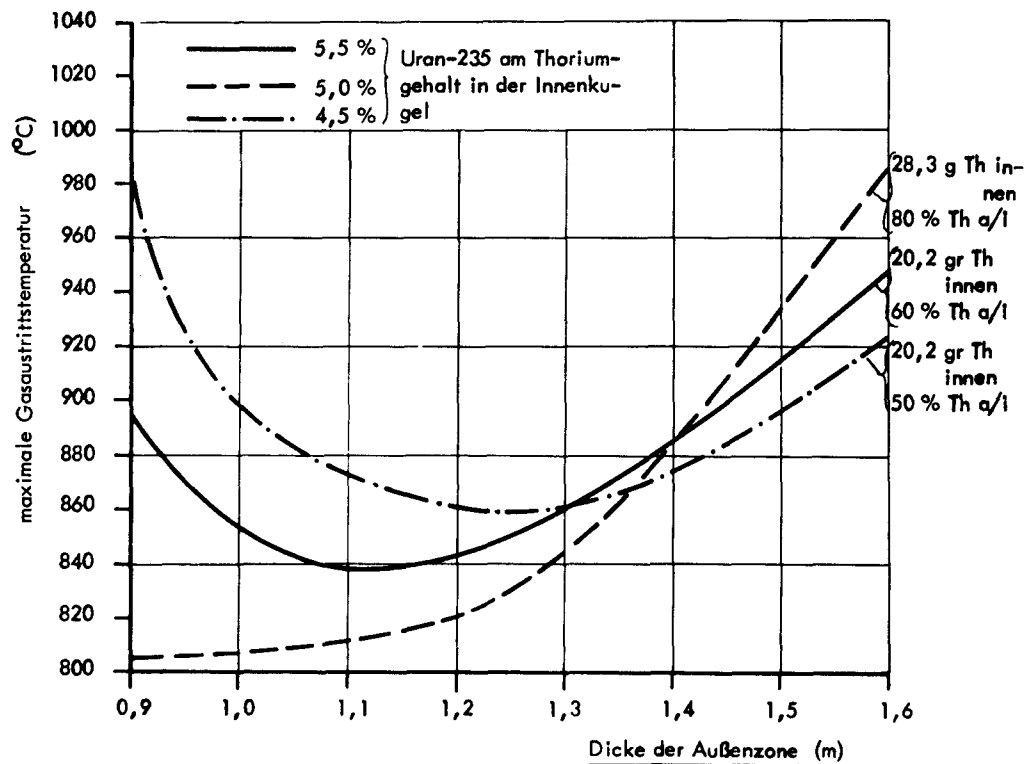
Die Außenzonendicke wurde nur für wenige Kreisläufe variiert. Bei einem festen Spaltstoffanteil von 5% in der Innenkugel und zwei verschiedenen Thoriumgehalten (24,3 gr und 28,3 gr) wurden für drei verschiedene Thoriumverhältnisse Außen- zu Innenzone Kreisläufe berechnet, wobei die Außenzonendicke von 0,9 m bis 1,6 m variiert wurde. Die maximale Gasaustrittstemperatur wird immer ein Minimum durchlaufen, denn wird die Außenzonendicke gleich Null, liegt ein homogenes Einzonencore mit den ungünstigsten maximalen Gasaustrittstemperaturen in der Coremitte vor, und das gleiche gilt, wenn die Außenzonendicke gleich dem Coreradius wird. Die Außenzone dünner als 0,8 m auszulegen ist nicht mehr möglich, da insbesondere in der unteren Hälfte wegen Kugeldurchmischung beider Zonen von einer klaren Außenzone nicht mehr die Rede sein kann. Die Minima der hier untersuchten Fälle (Abb. 32) liegen zwischen 0,9 m und 1,2 m Außenzonendicke und erreichen teilweise Werte unter 850°C. Es sei aber darauf hingewiesen, daß es sich bei den Parametern nicht um optimale Fälle handelt. Letztere sind in Abb. 33 dargestellt.

Es wird nun untersucht, wie sich die übrigen Auslegungsgrößen wie Fima und schnelle Dosis mit zunehmender Außenzonendicke verändern. Da die Außenzone als Treiberzone ausgelegt ist, bringt eine Vergrößerung dieser Zone eine Verkleinerung der Innenzone und gleichzeitig einen geringeren Spaltstoffanteil außen mit sich. Dies drückt sich in einer starken Zunahme des Moderationsverhältnisses von 10 000 auf 20 000 aus. Weniger Spaltstoff pro Volumeneinheit bedeutet eine Abnahme der Leistungsdichte. Die Außenzone ist übermoderiert. Da die gesamte Leistungsdichte konstant ist, wird sie in der Innenzone steigen. Das Moderationsverhältnis der Innenzone nimmt geringfügig zu. (4600 auf 5200) Es ist also auch in der Innenzone pro Volumeneinheit weniger Spaltstoff vorhanden. Die Zunahme der Leistungsdichte in der



Maximale Gasaustrittstemperatur als Funktion der Außenzonendicke bei 5 % Uran-235-Anteil am Thoriumgehalt der Innenkugel. Parameter ist das Thoriumverhältnis Außen- zu Innenzone (Th  $\alpha$ /i).

Abb. 32



Maximale Gasaustrittstemperatur als Funktion der Außenzonendicke für drei verschiedene Kreisläufe.

Abb. 33

Innenzone bei abnehmendem Spaltstoffgehalt ist mit der Untermoderation erklärbar. Fima der Innenzone steigt gering von 9,0% auf 11,8% und das der Außenzone stärker von 9% auf 17%. Ab 1,4 m Außenzonendicke dürfte bei diesem Zyklus die Grenze bezüglich Fima erreicht sein. Der Konversionsfaktor fällt von 0,67 auf 0,69. Die schnelle Neutronendosis der Innenzone steigt von  $10,3 \cdot 10^{21}$  nvt auf  $12,3 \cdot 10^{21}$  nvt, und die der Außenzone fällt von  $3,6 \cdot 10^{21}$  nvt auf  $3,3 \cdot 10^{21}$  nvt. Die schnelle Neutronendosis der Außenzone ist bisher der einzige Wert, der sich verbessert hat, aber er liegt so weit unter der geforderten Grenze, daß diese Verbesserung überhaupt nicht ins Gewicht fällt. Der Neutronenausfluß aus dem Core verringert sich von 7,5% auf 5,9%. Damit ist gleichzeitig eine Verkleinerung des Reaktivitäts-hubes 8,6% auf 7,4% verbunden. Die genannten Zahlen bezogen sich auf den Kreislauf mit 24,3 g Th und 5% Uran-235 in der Innenkugel und 40% Thorium außen zu innen.

Wie oben erwähnt, handelt es sich bei der bisherigen Betrachtung um einen wahllos herausgegriffenen, temperaturmäßig nicht optimalen Kreislauf. Um zu sehen, ob die obigen Aussagen auch für bei 1,2 m Außenzonendicke gefundenen optimalen Kreisläufen gelten (3.3.5), werden drei solcher Fälle im folgenden untersucht. Es handelt sich um die Kreisläufe

- a) 20,2 g Th innen, davon 4,5% Uran-235 innen, 50% Thorium außen,
- b) 28,3 g Th innen, davon 5% Uran-235 innen, 80% Thorium außen,
- c) 20,2 g Th innen, davon 5% Uran-235 innen und 60% Thorium außen.

Die Änderung der maximalen Gasaustrittstemperaturen bei verschiedener Außenzonendicke ist in Abb. 33 dargestellt. Es fällt auf, daß die Minima etwas breiter gestreut liegen als in Abb. 32 und außerdem auch bei einer Außenzonendicke größer als 1,2 m liegen können. In allen drei Fällen wird die Temperatur ausgehend von



der bei 1,2 m nicht mehr stark unterschritten, so daß man diese Außenzonendicke als eine günstig gewählte ansehen darf.

Die zuvor beschriebenen nuklearen Eigenschaften bei Variation der Außenzonendicke bestätigen sich auch für einen der günstigen Brennstoffkreisläufe (Tabelle 5). Betrachtet man die thermischen und schnellen Neutronenflüsse, so sieht man, daß das Spektrum in beiden Zonen weicher wird, allerdings in der Außenzone in stärkerem Maße. Dadurch ist auch zu verstehen, daß mehr schnelle Neutronen von der Innenzone zur Außenzone gelangen und umgekehrt mehr thermische Neutronen von der Außenzone in die Innenzone, denn in der Innenzone finden mehr Spaltungen statt, so daß die Leistungsproduktion steigt, und das Mehr an schnellen Neutronen wandert in die Außenzone.

Die sehr starke Abhängigkeit der maximalen Gasaustrittstemperatur von der Dicke der Außenzone (Abb. 32 und 33) kommt dadurch zustande, daß für jede neue Geometrie auch ein neuer Brennstoffkreislauf ermittelt wird. Dieser Sachverhalt braucht nicht zu beunruhigen, wenn man an Abweichungen der tatsächlichen Außenzonendicke von der gewünschten denkt. Es ist keineswegs so, daß sich die maximale Gasaustrittstemperatur um  $50^{\circ}\text{C}$  verändert, eventuell erhöht, wenn die Dicke der Außenzone um 20 cm vom gewünschten Wert abweicht bei gleichbleibendem Brennstoffkreislauf. Ist die Entscheidung für einen Brennstoffzyklus (z.B. Referenzfall mit 1,2 m Dicke der Außenzone) gefallen und weichen dann eventuell durch Beschickungsfehler die Zonenabmessungen von den gewünschten ab, so ändert sich damit ja nicht der Brennstoffkreislauf, denn die Konzentrationen der Schwermetalle in den frischen Kugeln sind nach wie vor die gleichen, und auch die Standzeiten können eingehalten werden. Es ist daher untersucht worden, wie stark sich eine Änderung der Zonenabmessungen bei gleichbleibenden Konzentrationen auf die maximalen Gasaustrittstemperaturen auswirkt (Abb. 34). Die Temperaturunterschiede betragen maximal lediglich  $10^{\circ}\text{C}$  bei einer Außenzonendickeänderung von 20 cm, eine im Betrieb durchaus zu tolerierende Differenz.

Tabelle 5

Brennstoffkreislauf mit 20,2 gr Thorium pro Kugel in der Innenzone, davon 5,5 % Uran-235 und einem Thoriumanteil der Außenzone gemessen an dem der Innenzone von 60 %

Außenzonen- dicke [m]		0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6
Moderations- verhältnis	innen	5391	5498	5575	5677	5784	5902	6027	6161
	außen	3691	5175	6368	7706	9103	10623	12224	13924
Leistungs- dichte $\left[\frac{\text{MW}}{\text{m}^3}\right]$	innen	5,06	5,30	5,42	5,60	5,77	5,97	6,19	6,43
	außen	7,29	6,81	6,57	6,35	6,17	6,02	5,90	5,79
Absorptions- rate [%]	innen	48,7	47,7	45,5	43,6	41,7	39,9	38,1	36,4
	außen	42,4	44,2	46,6	48,7	50,7	52,7	54,6	56,5
Produktions- rate [%]	innen	48,6	47,4	45,0	43,0	40,9	39,0	37,1	35,2
	außen	51,4	52,6	54,9	57,0	59,1	61,0	62,9	64,8
Schnelle Dosis $[ \times 10^{21} \text{ nvt}]$	innen	9,31	9,76	9,95	10,2	10,5	10,8	11,2	11,6
	außen	4,05	3,85	3,76	3,67	3,60	3,53	3,48	3,43
Fima [%]	innen	10,2	10,6	10,9	11,2	11,6	12,0	12,4	12,9
	außen	6,5	7,2	8,1	9,0	10,1	11,3	12,6	14,1
Thermischer Neutronen- fluß $[ \times 10^{14}]$	innen	0,66	0,70	0,72	0,76	0,80	0,84	0,89	0,94
	außen	0,64	0,83	0,99	1,16	1,34	1,52	1,72	1,92
Schneller Neu- tronenfluß $[ \times 10^{14}]$	innen	1,39	1,45	1,48	1,52	1,55	1,59	1,64	1,70
	außen	1,71	1,66	1,65	1,63	1,62	1,60	1,59	1,58
Buckling innen $[ \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}]$	schn.	0,11	0,32	0,47	0,64	0,81	0,97	1,14	1,31
	therm.	-0,76	-1,24	-1,76	-2,30	-2,84	-3,38	-3,91	-4,44
Konversions- faktor		0,65	0,64	0,64	0,63	0,62	0,60	0,59	0,57
Neutronen- ausfluß [%]		8,9	8,1	7,9	7,7	7,6	7,4	7,3	7,1
Reaktivitäts- hub [%]		8,6	7,8	7,6	7,5	7,4	7,2	7,1	6,9
Max. Gasaustritts- temperatur $[^{\circ}\text{C}]$		894	854	839	841	873	886	914	948

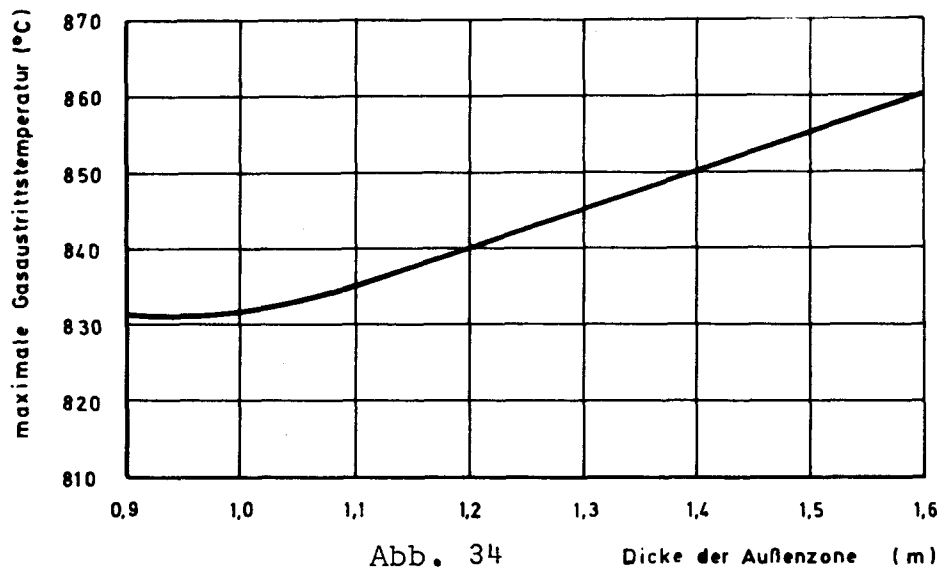


Abb. 34

Dicke der Außenzone (m)

### 3.3.5 Wahl des Referenzzyklus'

Es hat sich gezeigt, daß die maximalen Gasaustrittstemperaturen und die Reaktivitätshübe eine genau entgegengesetzte Tendenz haben. Sehr flache Temperaturprofile lassen sich zwar erreichen, sie müssen aber aus der Betrachtung ausgeschlossen werden, wenn hohe Reaktivitätshübe gefordert werden.

Das Band der ausgewählten Kreisläufe ist bei  $850^{\circ}\text{C}$  maximaler Gasaustrittstemperatur und 5% Reaktivitätshub recht schmal. Beachtet man ferner noch die weiteren Einschränkungen, so ist die schnelle Neutronendosis in allen Fällen etwas zu hoch, der Age-Faktor muß wegen der Brennstofftemperaturen beachtet werden, und durch die Fima-Begrenzung scheiden die Kreisläufe aus, bei denen in der Außenzone nur 20% des Thoriums der Innenzone enthalten sind. In der Tabelle 6 sind Fälle zusammengestellt, deren maximale Gasaustrittstemperatur unter  $860^{\circ}\text{C}$  liegt. Abgesehen von dem Reaktivitätshub scheiden die in der Tabelle 6 dargebotenen Fälle 4, 13, 14, 16, 17, 18 und 20 aus, weil ihre maximalen Brennstofftemperaturen einer frischen Kugel beim Wiederanfahren über dem Nominalwert von  $1100^{\circ}\text{C}$  liegen. Wegen eines zu geringen Reaktivitätshubes scheiden die Fälle 3, 4, 7, 8, 9, 11, 12, 13, 14, 16, 17, 18, 19 und 20 aus. Wenn man den maximalen Thoriumgehalt von 24 gr pro Kugel noch als erreichbar ansieht, müssen die Fälle 3, 4, 7, 8, 9, 13, 14 und 17 aus der engeren Wahl eines Referenzzyklus ausgeschlossen werden, so daß die Fälle 1, 2, 5, 6, 10 und 15 als technisch realisierbare Fälle übrig bleiben. Beachtet man bei diesen Fällen die maximalen Gasaustrittstemperaturen beim Lastwechsel, so stellt man fest, daß die Werte jeweils zumindestens in einem Lastfall die geforderte Grenze überschreiten. Es gibt also keinen Fall, der alle geforderten Bedingungen erfüllt. Will man trotzdem bei der Reflektorregelung bleiben, so muß man entweder versuchen, mit einem kleineren Reaktivitätshub auszukommen, indem die Reflektorstäbe nur einen Teil der Regelung zu übernehmen haben, oder man nimmt höhere Temperaturen in Kauf. Im Hinblick auf das Hochtemperaturreaktorkonzept mit direkt angeschlossener Heliumturbine werden ohnehin sehr viel höhere Temperaturen angestrebt, so muß es auch möglich sein, den Maximalwert um  $50^{\circ}\text{C}$  erhöhen zu können, zumal bis zum Bau mindestens noch 7 oder 8 Jahre vergehen und bis dahin viele

Tabelle 6: Temperaturen, Leistungsdichten und Reaktivitätshub der günstigsten Kreisläufe

Fall Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Thoriumanfangsgehalt einer Innenkugel [gr]	20,2	24,3	28,3	32,4	20,2	24,3	28,3	28,3	32,4	20,2	24,3	24,3	28,3	32,4	20,2	24,3	28,3	20,2	20,2	24,3
Spaltstoffanteil am Thorium der Innenkugel [%]	4,5	4,5	4,5	4,5	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5	6,0	6,0	6,0	6,5	6,5	6,5
Thoriumanteil d. Außenzone gemessen an dem d. Innenzone [%]	50	50	80	80	80	60	60	30	80	60	60	80	80	80	60	80	80	60	80	80
Maximale Leistungs- dichte <div> <div>Betriebsfall</div> <div>Teillast</div> <div>Wiederanfahren</div> </div> <div> <div><math>\frac{MW}{m^3}</math></div> </div>	8,43 8,97 8,53	8,10 8,63 8,79	8,05 10,08 7,67	8,18 10,24 7,57	8,30 9,50 8,21	7,88 7,78 8,52	8,03 8,23 8,57	7,37 9,37 7,80	7,33 9,39 7,73	7,92 8,54 8,49	8,12 8,04 8,66	7,44 8,93 7,95	7,37 8,69 7,94	7,33 8,55 8,29	8,02 8,15 8,63	7,53 8,37 8,08	7,56 8,02 8,63	8,22 7,81 8,76	7,53 8,38 7,94	7,72 7,80 8,20
Maximale Leistung einer frischen Kugel [KW]	2,93 3,21 2,24	1,94 2,73 2,10	1,94 2,43 1,85	1,89 2,37 1,53	2,29 2,62 2,26	1,95 2,23 2,11	1,84 2,21 1,97	1,76 2,24 1,75	1,68 2,16 1,63	2,49 2,69 2,44	2,09 2,29 2,23	1,87 2,25 2,00	1,71 2,06 1,84	1,59 1,95 1,80	2,39 2,53 2,57	1,96 2,09 2,11	1,80 1,90 2,06	2,53 2,40 2,69	2,27 2,26 2,39	2,07 1,93 2,20
Maximale Gasaus- tritts- temperatur [°C]	859 890 895	851 856 917	837 910 870	825 912 876	849 896 869	842 841 913	855 823 939	819 862 892	817 856 908	842 854 901	855 824 935	822 840 896	827 817 927	836 801 960	845 833 909	830 908 925	847 808 976	857 826 936	826 828 903	848 810 965
Maximale Oberflächen- temperatur [°C]	892 925 929	889 889 955	875 959 908	868 968 913	877 933 905	879 874 946	899 864 971	858 906 921	861 905 950	874 887 931	895 862 966	859 877 921	866 856 970	876 845 1018	880 863 946	866 841 963	883 848 1031	894 861 962	860 859 927	881 848 1014
Maximale Brennstoff- temperatur einer frischen Kugel [°C]	1038 1078 1042	996 1027 1068	991 1093 1038	994 1101 1028	987 1074 1029	995 1001 1066	1013 1006 1105	979 1031 1055	992 1030 1102	1011 1023 1061	1016 1002 1098	978 1000 1062	989 973 1140	1000 980 1110	1012 994 1085	996 962 1138	1013 980 1257	1031 1000 1111	999 983 1090	1018 975 1244
Reaktivitätshub [%]	6,23	5,61	5,0	4,79	5,45	5,06	4,47	4,49	4,19	5,39	4,61	4,51	4,01	3,61	5,06	4,09	3,52	4,71	4,49	3,86

technologische Probleme gelöst sein dürften. Das Zugeständnis, die Temperatur um  $50^{\circ}\text{C}$  gegenüber der jetzigen Forderung überschreiten zu dürfen, müßte deswegen noch umso leichter fallen, wenn man bedenkt, daß es sich nur um sehr kurzzeitige Extremfälle handelt, nämlich nur dann, wenn Xenonkonzentrationen ihre Extremwerte erreichen. Beim Teillastfahren z.B. werden die Reflektorstäbe direkt nach Erreichen des Xenon-peaks wieder langsam in den Reflektor, also in die Normallage gefahren, was zu einer Temperaturprofilabflachung ähnlich der des Betriebsfalles führt.

Mit der letzten Premisse eignen sich die Fälle 1, 5 und 10 als brauchbare Kreisläufe, denn im ersten Fall ist der Reaktivitätshub mit 6,23 ausreichend hoch, und die maximalen Gasaustrittstemperaturen liegen beim Teillast- und Wiederanfahren sehr dicht beieinander. Allerdings liegt die Betriebstemperatur um  $9^{\circ}\text{C}$  zu hoch.

Die radiale Leistungsdichteverteilung auf halber Corehöhe sowie das radiale Gasaustrittstemperaturprofil der drei günstigsten Kreisläufe ist in den Abbildungen 35 bis 42 dargestellt. Neben diesen günstigsten Fällen ist als Alternativlösung, daß nur ein Teil der Regelung vom Reflektor übernommen werden soll, der Kreislauf Nr. 8 der Tabelle 6 herausgegriffen, weil sich bei ihm für den Betriebsfall das flachste Temperaturprofil überhaupt ergab. (Abb. 39 und 40). Ein weiterer Vorteil dieses Kreislaufes ist die niedrige maximale Gasaustrittstemperatur des Betriebsfalles ( $819^{\circ}\text{C}$ ). Die Temperaturen der beiden extremen Lastwechselfälle liegen unter den oben genannten Bedingungen ebenfalls in vertretbaren Grenzen.

Wird aber ein Hub von 5% verlangt, so gilt es aus den Fällen 1, 5 und 10 den günstigsten herauszusuchen. Bei Abb. 35 und 36 handelt es sich um den 1. Fall der Tabelle 6. Die Leistungsdichte im Core nimmt Werte an von 2 bis  $9 \text{ MW/m}^3$ . Die Gasaustrittstemperatur für den Betriebsfall hat in der Coremitte einen Wert von

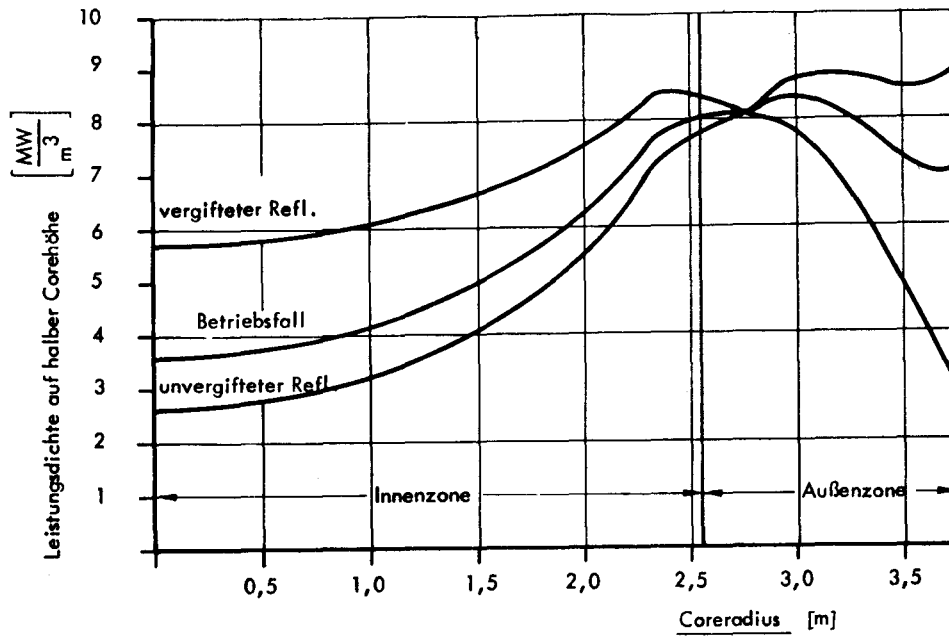


Abb. 35

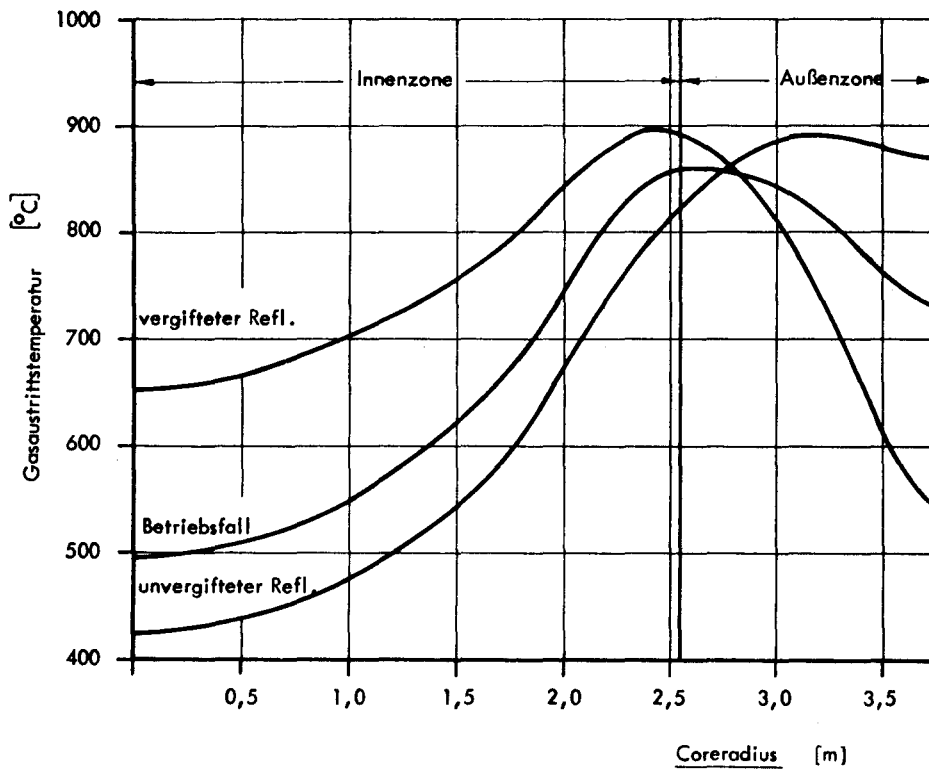


Abb. 36

Radiales Leistungsdichte- und Gasaustritts-  
temperaturprofil bei 20,2 gr Thorium pro frische In-  
nenkugel, davon 4,5 % Uran-235. 50 % des Tho-  
riums der Innenzone befinden sich in der Außen-  
zone.

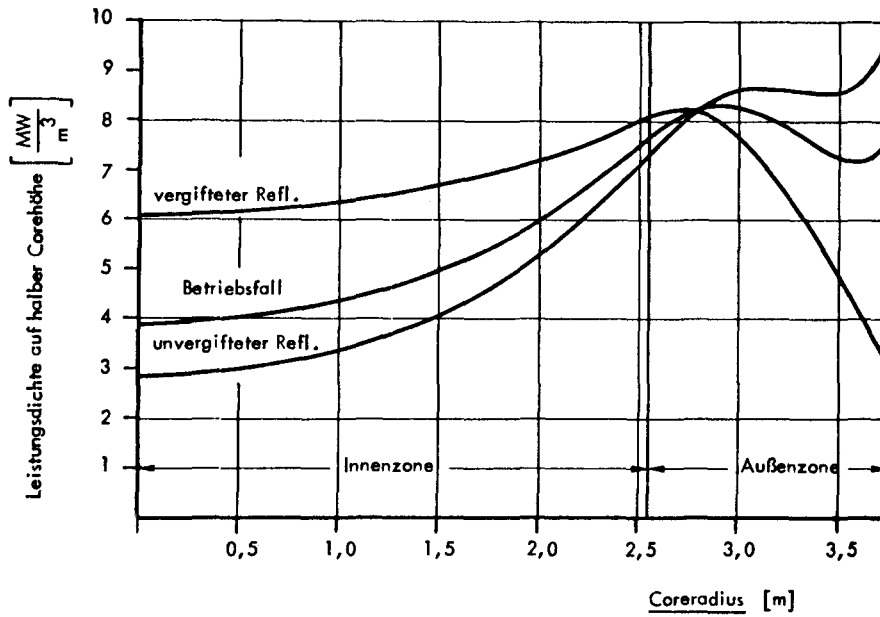
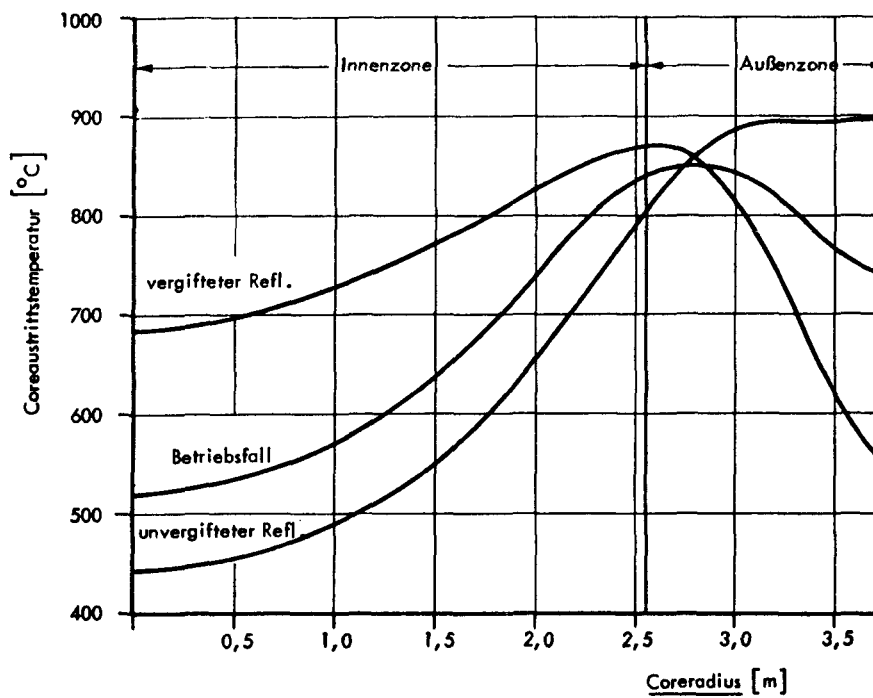


Abb. 37



Radioles Leistungsichte- und Gasaustritts-  
temperaturprofil bei 20,2 gr Thorium pro  
frische Innenkugel, davon 5 % Uran-235.  
80 % des Thoriums der Innenzone befinden  
sich in der Außenzone.

Abb. 38



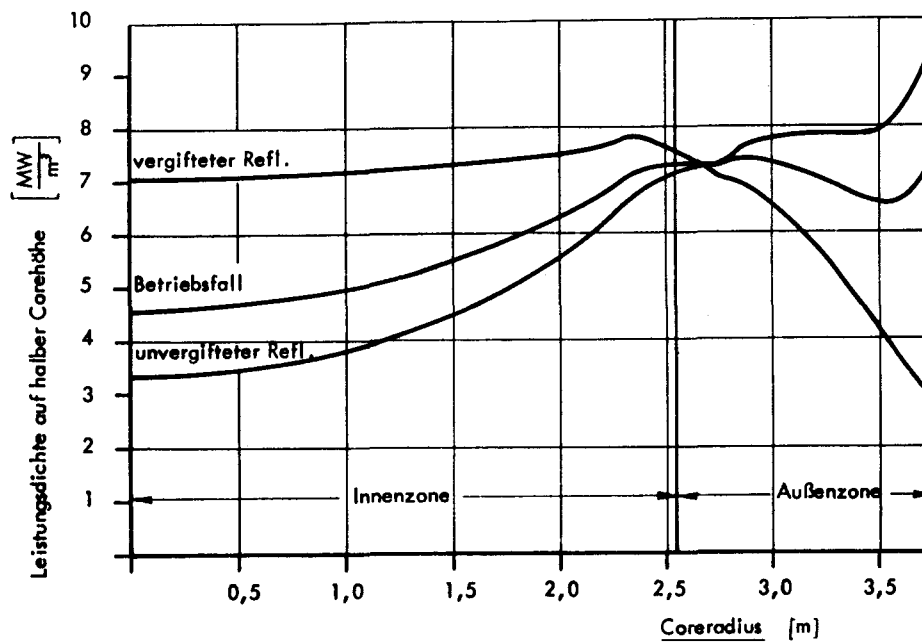


Abb. 39

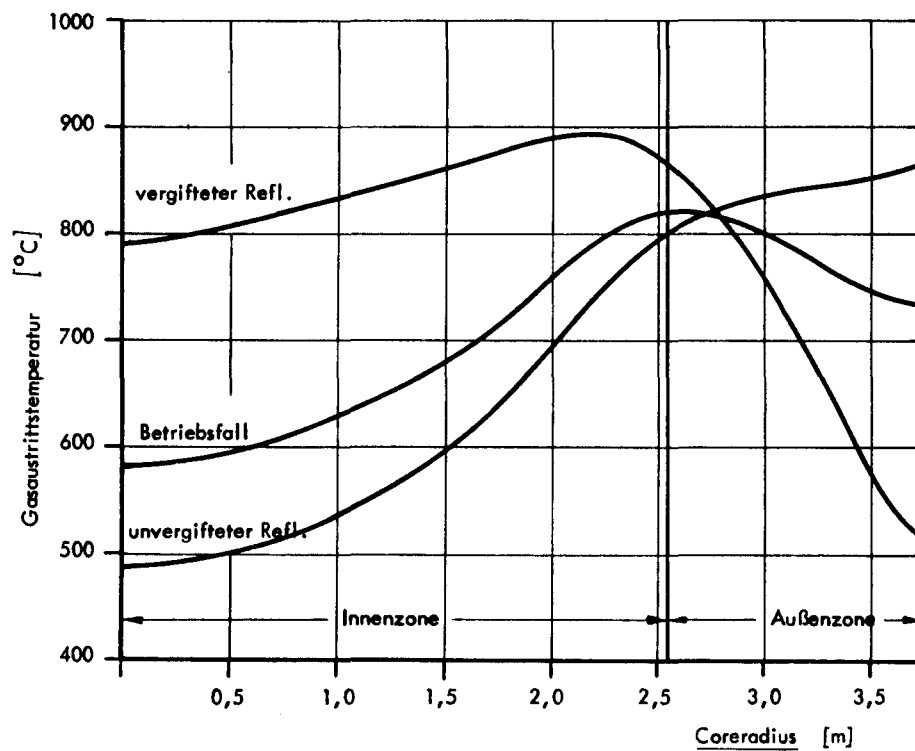


Abb. 40

Radiales Leistungsdichte- und Gasaustritts-  
temperaturprofil bei 28,3 gr Thorium pro frische In-  
nenkugel, davon 5 % Uran-235. 80 % des Thoriums

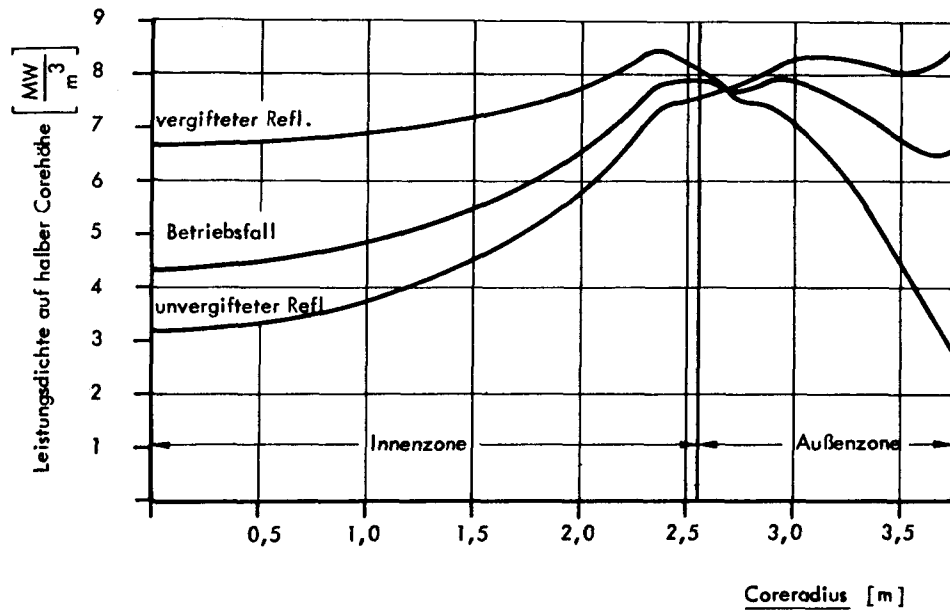


Abb. 41

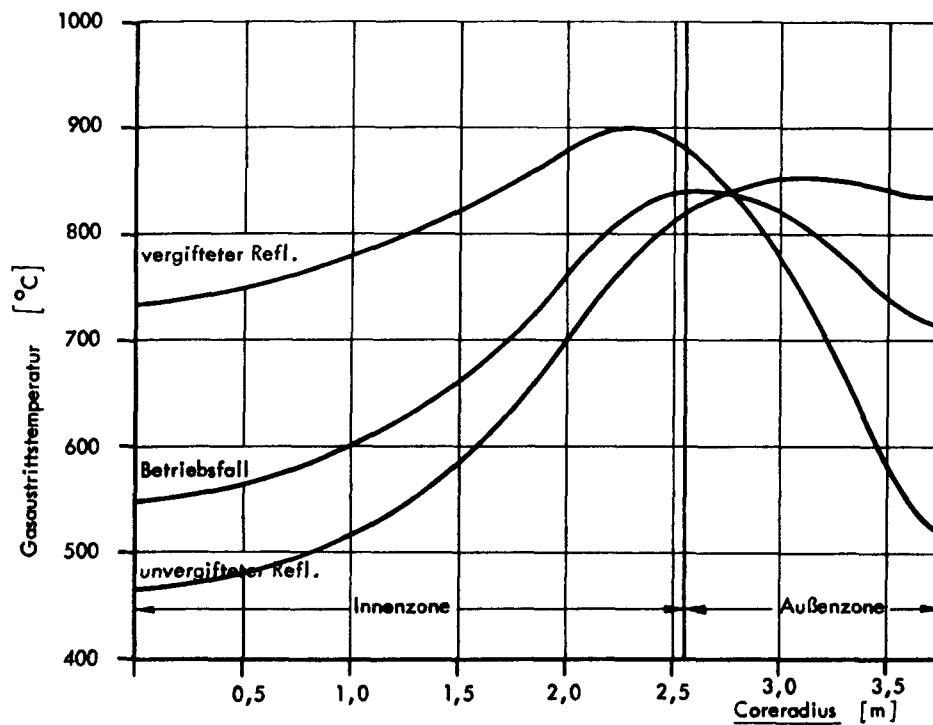


Abb. 42

Radiales Leistungsdichte- und Gasaustritts-  
temperaturprofil bei 20,2 gr Thorium pro frische In-  
nenkugel, davon 5,5 % Uran-235. 60 % des Tho-  
riums der Innenzone befinden sich in der Außenzone.

490°C, steigt in radialer Richtung auf 860°C an und fällt zum Reflektor hin auf 730°C ab. Für die extremen Lastpunkte ergeben sich zwei weitere Temperaturprofile, innerhalb derer sich die Temperaturen bewegen werden.

Beim Kreislauf 5 der Tabelle 6 ist für den Betriebsfall eine etwas flachere Temperaturverteilung zu erwarten (Abb. 37 und 38), denn in der Coremitte tritt das Gas mit 525°C aus, an der heißesten Stelle mit 849°C und am Corerand mit 740°C. Die maximalen Gasaustrittstemperaturen der beiden extremen Lastwechselfälle liegen unter 900°C. Bei diesem Fall stört lediglich, daß beim Teillastfall ein relativ großer Volumenanteil, nämlich von 3,0 bis 3,75 m Coreradius, die hohe Temperatur von 896°C trägt. Da der Mittelwert der Gasaustrittstemperatur aber nach wie vor bei 750°C liegt, folgt daraus, daß der Unterschied zwischen heißen und kalten Gasstrahlen hierbei größer ist, als bei dem ersten Fall.

Die Leistungsdichten und Temperaturen des Falles 8 der Tabelle 6 sind hier nur aus dem Grunde dargestellt (Abb. 39 und 40), weil hier das flachste Leistungsdichte- und Temperaturprofil überhaupt beobachtet wurde. Das Gas tritt während des Betriebsfalles in der Coremitte mit 580°C aus, erreicht bei einem Radius von 2,6 m nur 819°C und sinkt bis zum Reflektor auf 730°C. Ebenfalls günstig liegen die Temperaturen beim Lastwechsel, wo das Gas Maximalwerte von 862°C und 892°C annehmen kann.

Einen sehr flachen Verlauf erreichen Leistungsdichte und Temperatur des 10. Kreislaufs der Tabelle 6 (Abb. 41 und 42). Während des Betriebes bei 100% Last stellt sich in der Mitte eine Gasaustrittstemperatur von 550°C. Der maximale Wert liegt bei 842°C, und am Rand wird das Gas auf 720°C erhitzt sein. Beim Lastwechsel stellt sich für den Teillastfall ebenfalls ein flaches Profil ein, lediglich beim Wiederanfahren klettert der Maximalwert auf 900°C, aber der Gasvolumenanteil, bei dem sich diese Temperatur

einstellt, ist gegenüber dem Kreislauf Nr. 5 sehr klein, so daß dieser Fall sehr günstig erscheint. Da außerdem noch die Temperaturschwankung bei Lastwechsel im äußeren Corebereich kleiner ist, so fällt die Wahl des Referenzzyklus auf den Fall Nr. 10.

Die flachsten Temperaturprofile bei ausreichend hohem Reaktivitätshub und die Einhaltung der sonstigen Bedingungen ergeben sich, wenn die Kugel der Innenzone mit 20,2 gr Thorium und 1,13 gr Uran-235 (5,5% vom Thorium) gefüllt wird und die Kugel der Außenzone mit 9,1 gr Thorium (60% der Thoriumkonzentration der abgebrannten Kugel) und 0,82 gr Spaltstoff. Die Auslegungsdaten und die wichtigsten Ergebnisse sind in Tabelle 7 zusammengestellt.

### 3.3.6 Auslegungsdaten und Temperaturen des Referenzzyklus'

Aus dem kleineren Moderationsverhältnis der Innenzone gegenüber der Außenzone entnimmt man, daß der Spaltstoffgehalt um etwa den Faktor 1,4 höher ist. Es muß sich innen etwas mehr Spaltstoff befinden, weil auch 1,6 mal mehr Thorium als außen vorhanden ist. Etwas anders sind die Verhältnisse zwar bei den Kugeln, die frisch in den Reaktor eingebracht werden, wo beim Thorium der Faktor 2,2 und beim Spaltstoff 1,4 gegeben ist, was aber angesichts der unterschiedlichen Standzeiten verständlich ist. Die Bedingung des Schwermetallgehaltes pro Kugel (ca. 20 gr) und die Begrenzung des Fimawertes  $< 14\%$  ist eingehalten. Die schnelle Dosis der Innenzone ist allerdings etwas zu hoch, aber erstens ist der Wert pessimistisch abgeschätzt, und zweitens läßt er sich durch die Standzeit leicht beeinflussen (Kapitel 3.4). Die Neutronenbilanz, auf die nachfolgend noch etwas näher eingegangen wird, läßt für die Absorptionen und Spaltungen in der Außenzone höhere Werte erwarten,

Tabelle 7: Auslegungsdaten für den 600 MW-Brennstoffzyklus

		Innen- zone	Außen- zone
Moderationsverhältnis		5677	7706
Brennelementverweilzeit	(a)	6	2
Abbrand	(MWd/toSM)	106000	84000
Fima	(%)	11,2	9,2
Thoriumverhältnis einer			
frischen Kugel		18,2	11,2
zeitl. mittl. Kugel		29,8	18,8
abgebrannten Kugel		36,1	27,8
Agefaktor einer			
frischen Kugel		1,55	1,70
abgebrannten Kugel		0,83	0,67
Thoriumeinsatz pro Kugel	(gr)	20,2	9,1
Spaltstoffeinsatz pro Kugel	(gr)	1,13	0,82
Uran-233-Einsatz pro Kugel	(gr)	--	0,40
Uran-234-Einsatz pro Kugel	(gr)	--	0,12
Uran-235-Einsatz pro Kugel	(gr)	1,13	0,42
Gesamter Schwermetalleinsatz	(gr)	21,4	10,2
Mittlere Leistungsdichten	(MW/m <sup>3</sup> )	5,6	6,35
Mittlerer therm. Neutronenfluß	(x 10 <sup>14</sup> $\frac{n}{cm^2 s}$ )	0,75	1,16
(0 bis 3,06 eV)			
Mittlerer schneller Fluß	(x 10 <sup>14</sup> $\frac{n}{cm^2 s}$ )	1,52	1,63
(3,06 eV - 10 MeV)			
Mittlerer schneller Fluß	(x 10 <sup>14</sup> $\frac{n}{cm^2 s}$ )	0,54	0,58
(0,07 bis 10 MeV)			
Schnelle Dosis	(x 10 <sup>21</sup> nvt)	10,2	3,67
(0,07 bis 10 MeV)			
Neutronenbilanz: Absorption	(%)	43,6	48,6
Spalt-			
neutronen	(%)	43,0	57,0
Ausfluß	(%)	--	7,7
Gesamtes Konversionsverhältnis		0,63	

Tabelle 7 (Fortsetzung): Auslegungsdaten für den 600 MW-Brennstoffzyklus

		Betriebsfall	Teillastfall	Wiederanfahren
Maximale Leistungsdichte	$\left(\frac{\text{MW}}{\text{m}^3}\right)$	7,9	8,5	8,5
Leistungsformfaktor		1,32	1,42	1,41
Maximale Leistung einer				
frischen Kugel	(kW)	2,49	2,69	2,44
mittl. abgebrannten Kugel	(kW)	1,47	1,58	1,57
abgebrannten Kugel	(kW)	0,98	1,06	1,30
Maximale Gasaustritts- temperatur	(°C)	842	854	901
Maximale Gastemperatur	(°C)	848	862	904
Maximale Oberflächen- temperatur einer				
frischen Kugel	(°C)	892	905	953
mittl. abgebr. Kugel	(°C)	874	887	931
abgebrannten Kugel	(°C)	865	879	921
Maximale Brennstoff- temperatur einer				
frischen Kugel	(°C)	1011	1023	1080
mittl. abgebr. Kugel	(°C)	944	957	1005
abgebrannten Kugel	(°C)	912	926	973

was an dem größeren Volumen und dem hohen thermischen Neutronenfluß liegt. Der Neutronenausfluß ist mit 7,7% erwartungsgemäß hoch gegenüber Kreisläufen, bei denen auf die reflektorseitige Regelung verzichtet wird.

Die maximalen Oberflächen- und Brennstofftemperaturen einer frischen, mittel abgebrannten und abgebrannten Kugel sind in Tabelle 7 angegeben; sie liegen bezüglich der Brennstofftemperatur für alle Lastbereiche unterhalb des nominell zulässigen Wertes von  $1100^{\circ}\text{C}$ .

Einen guten Überblick über die Leistungsdichte im gesamten Core und die resultierenden Gastemperaturen bei den 3 Lastzuständen gewinnt man, wenn diese Werte zweidimensional dargestellt sind (Abb. 43 bis 48). Links sind jeweils die Isolinien der Leistungsdichten und rechts die dazugehörigen Isotemperaturen des durchströmenden Gases dargestellt. Während des Betriebsfalles (Abb. 43 und 44) bilden sich zwei Maximalwerte von  $7,9 \text{ MW/m}^3$  aus, von denen der eine in der Mischzone und der andere in der Außenzone liegt. Trotz der teilweisen homogenen Borvergiftung im Reflektor ist noch eine geringe Neutronenreflexion aus dem Reflektor aus dem Ansteigen der Leistung am Reflektorrand zu beobachten.

Das Gas, das mit  $260^{\circ}\text{C}$  oben in das Core eintritt, hat zunächst radial einen völlig gleichmäßigen Verlauf und nimmt erst allmählich das der Leistung entsprechende Profil an. Aber schon nach einem zurückgelegten Weg im Core von 1,5 m prägt sich das Leistungsprofil auf, in dem im Temperaturmaximum die Einschnürung zu beobachten ist. Da das Gas entlang seines Weges immer auf demselben Radius am stärksten aufgeheizt wird, prägt sich das Gasprofil immer mehr aus. Die heißeste Gassträhne liegt immer in einem Bereich von 2,5 bis 3 m Coreradius. Die maximale Gastemperatur wird unten am Reflektorboden erreicht. Das Gas heizt sich von oben nach unten gesehen ziemlich linear auf (Abb. 49), obwohl die Leistungserzeugung pro Volumeneinheit im unteren Coregebiet abnimmt. Neben der Gastemperatur ist in Abb. 49 auch

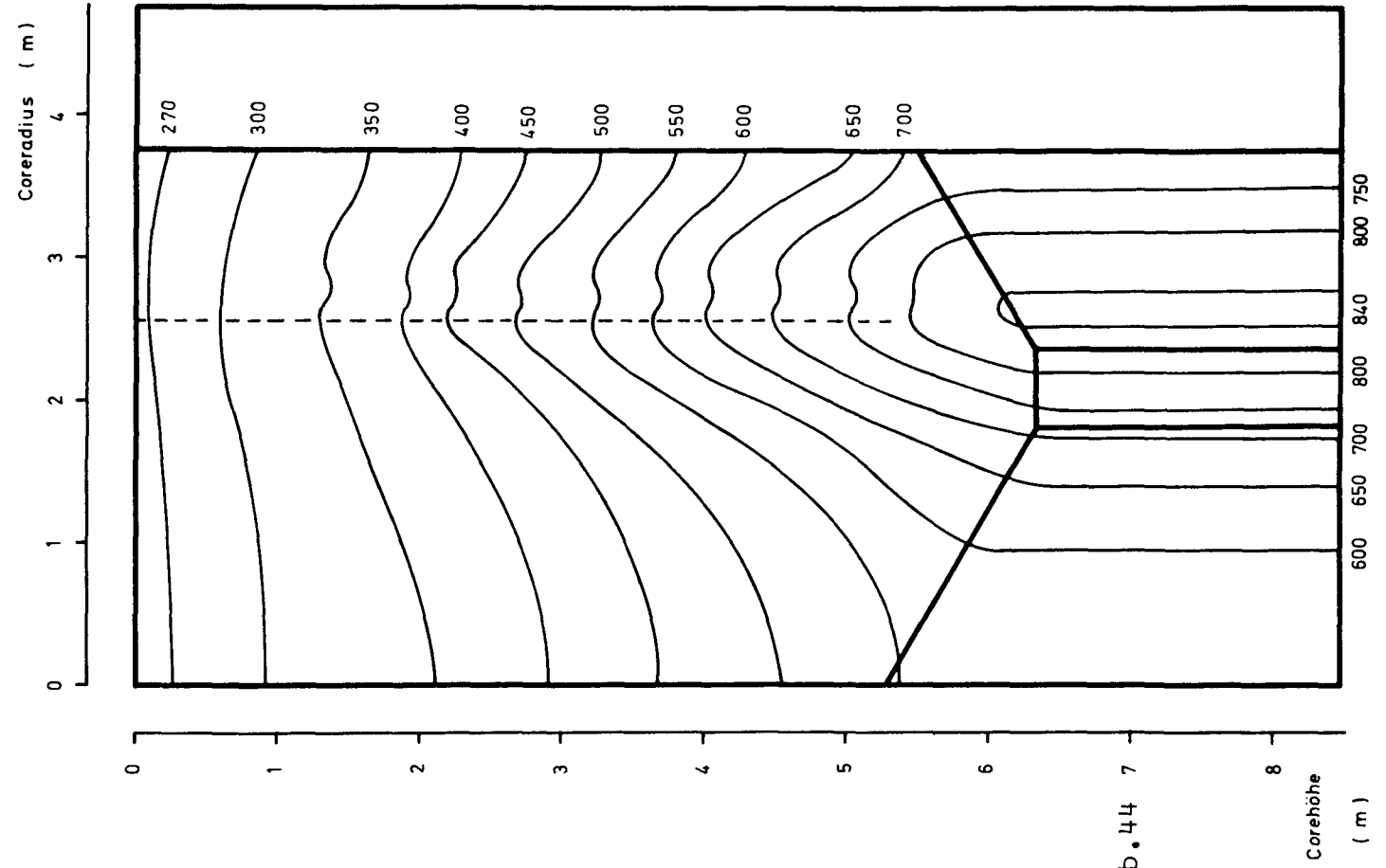


Abb. 44

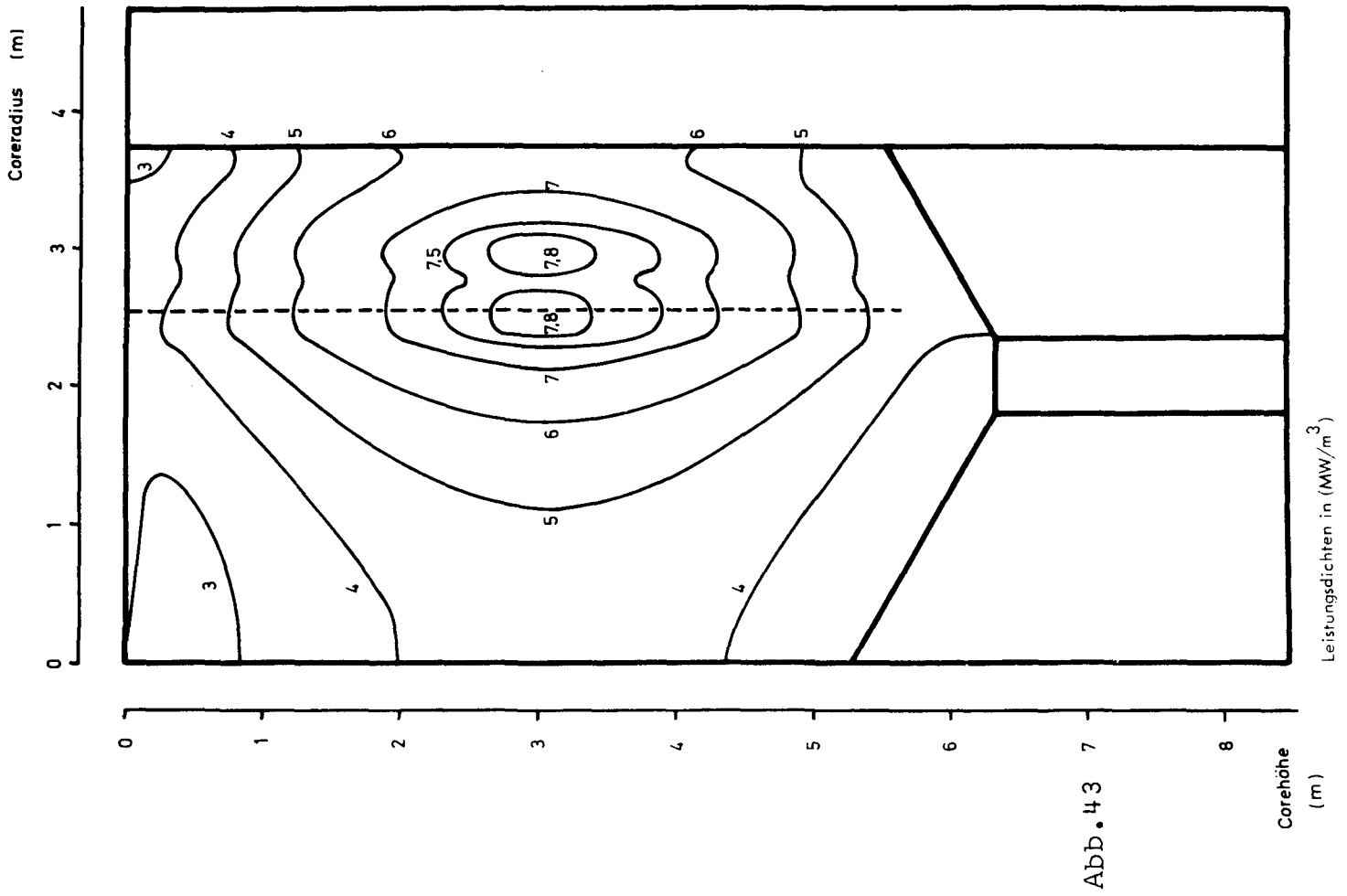
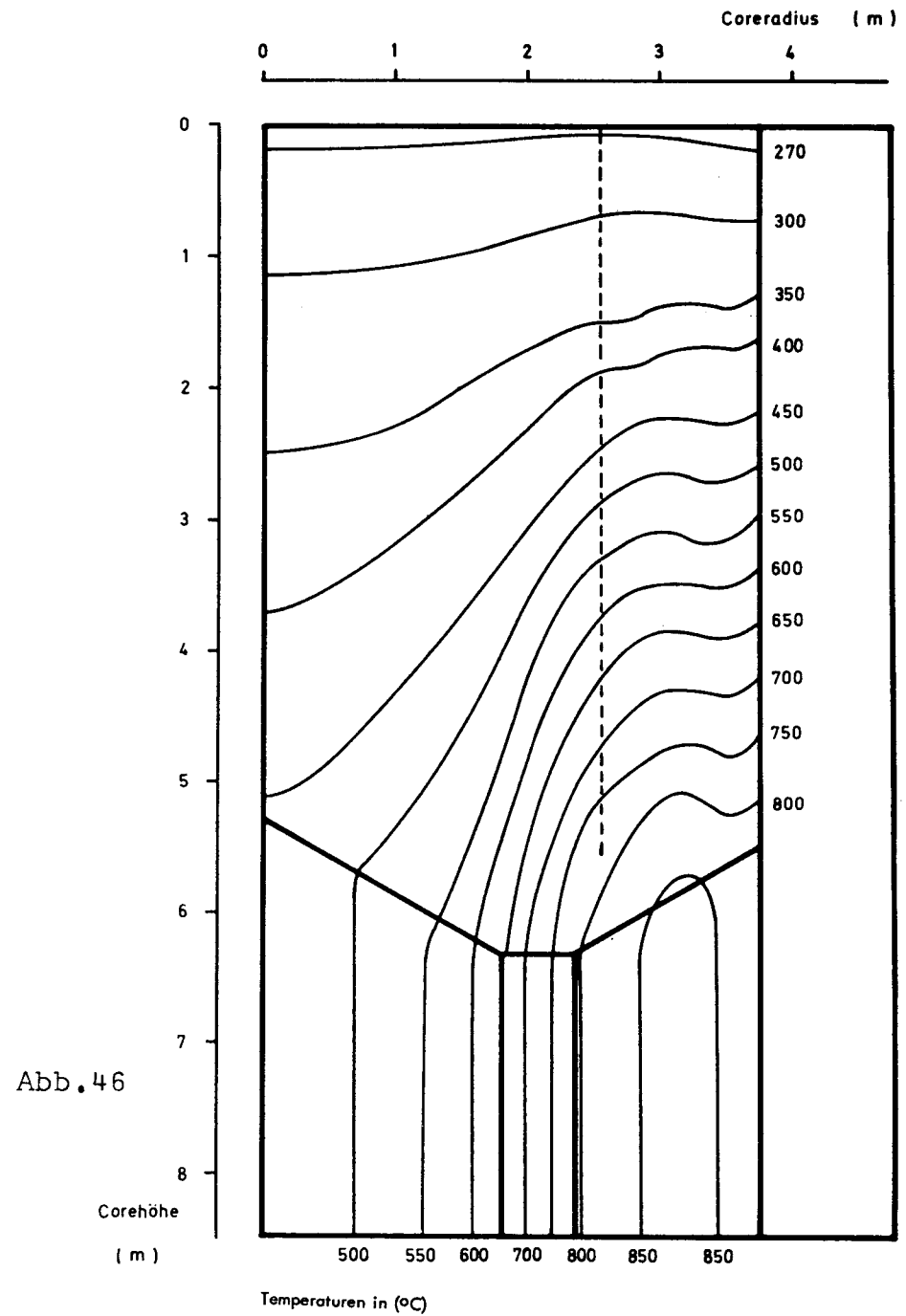
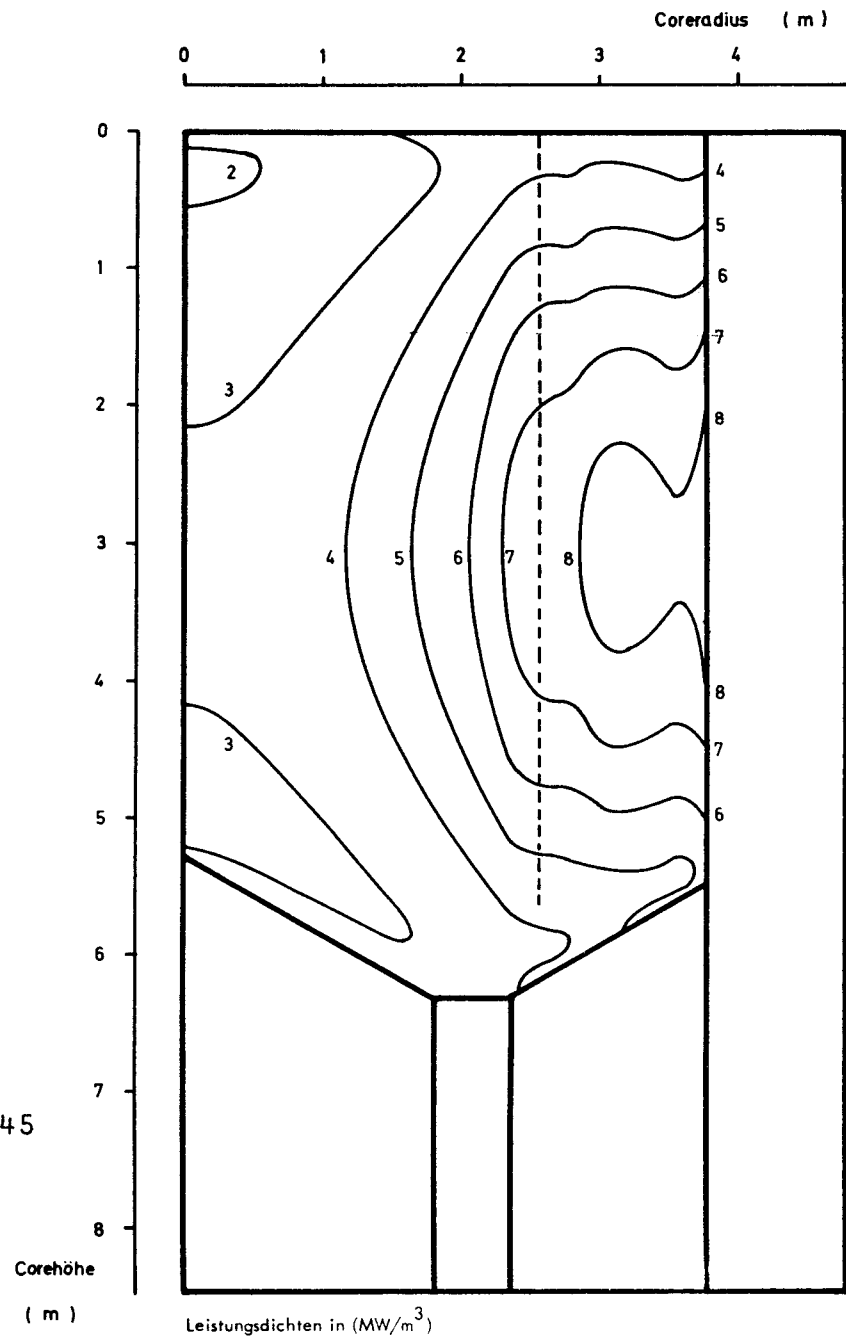
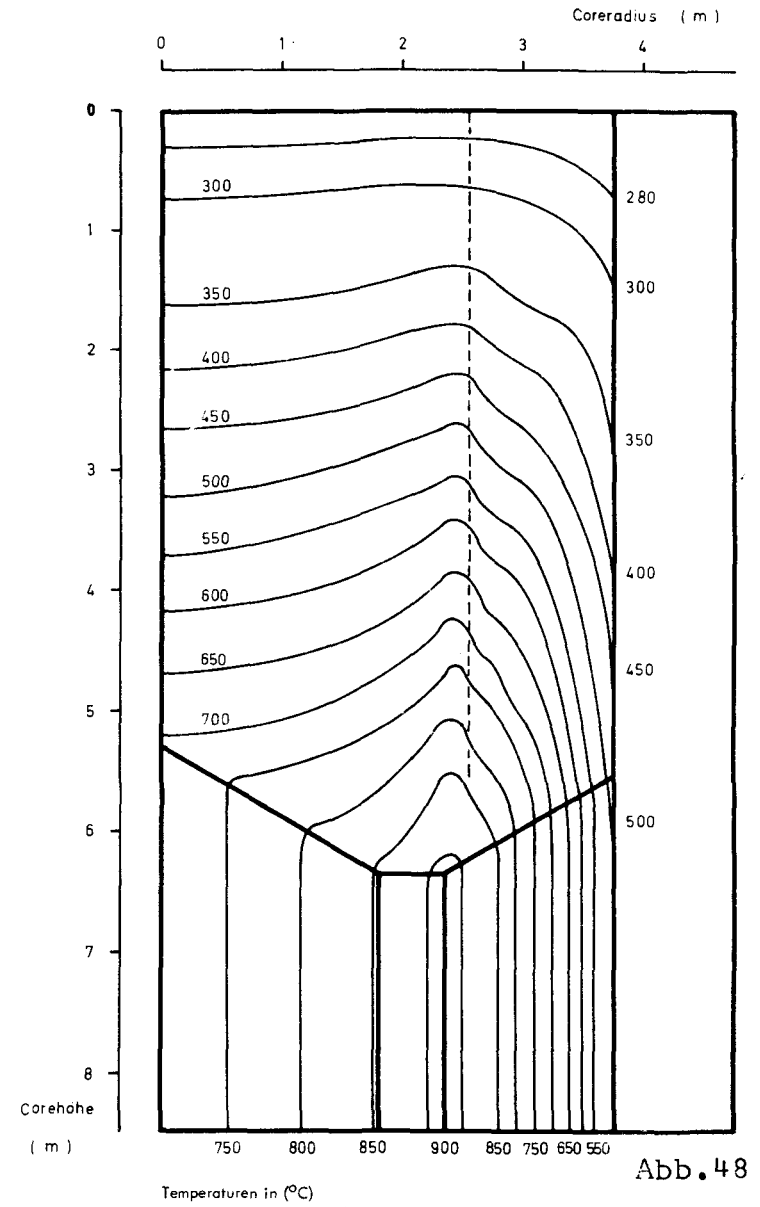
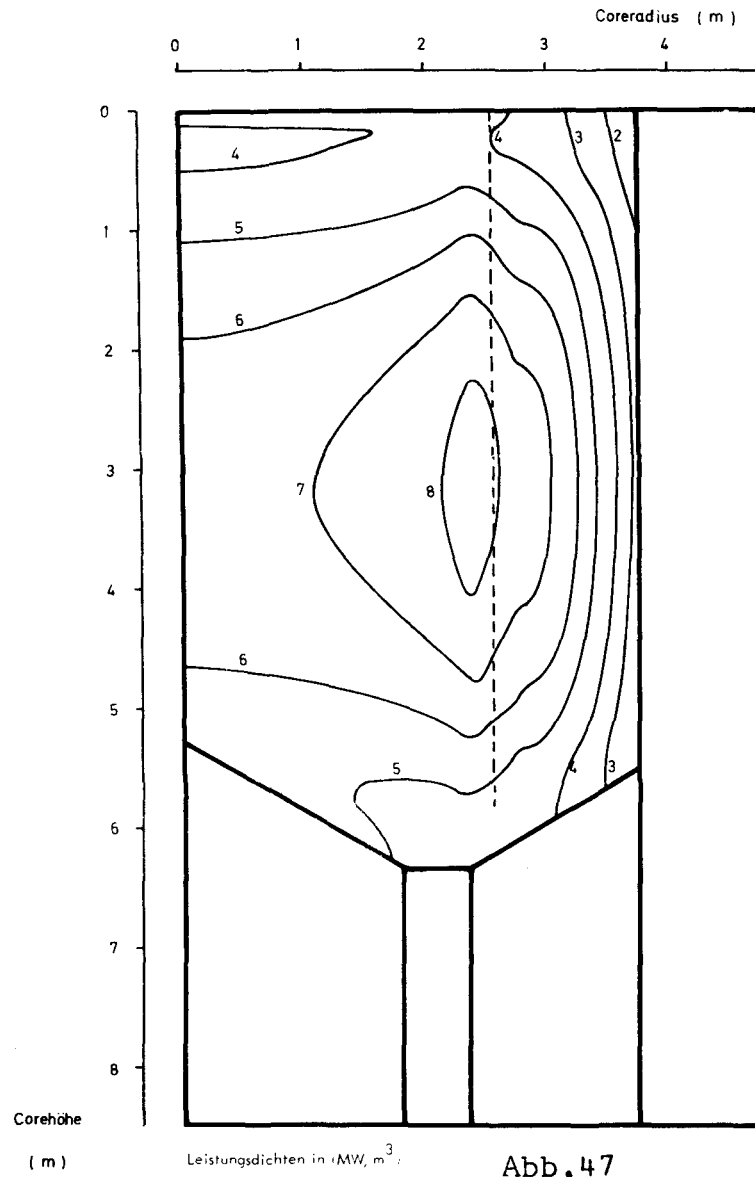


Abb. 43







### Betriebsfall

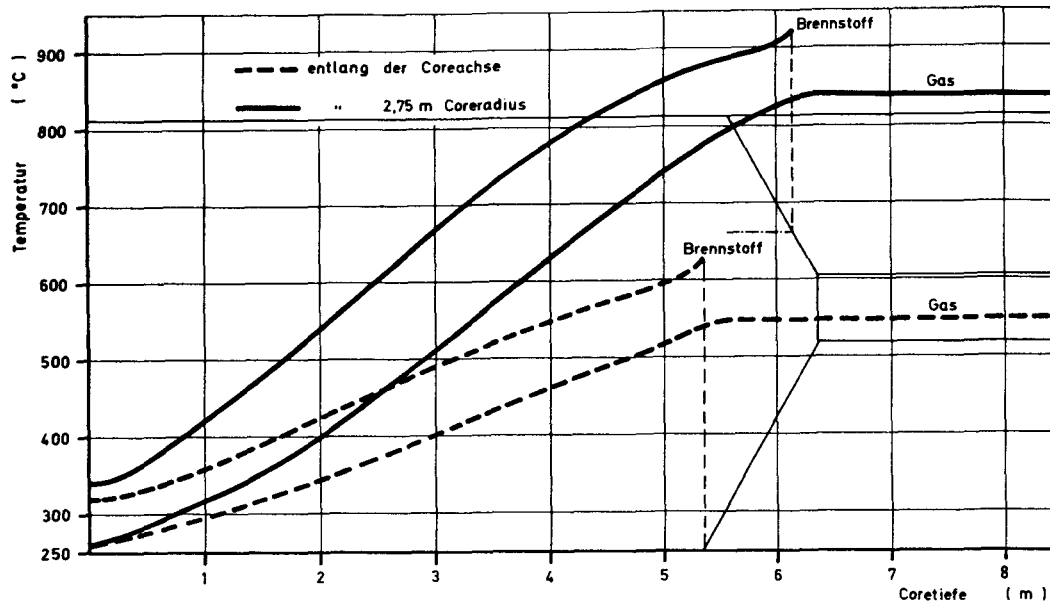


Abb. 49

### Teillast

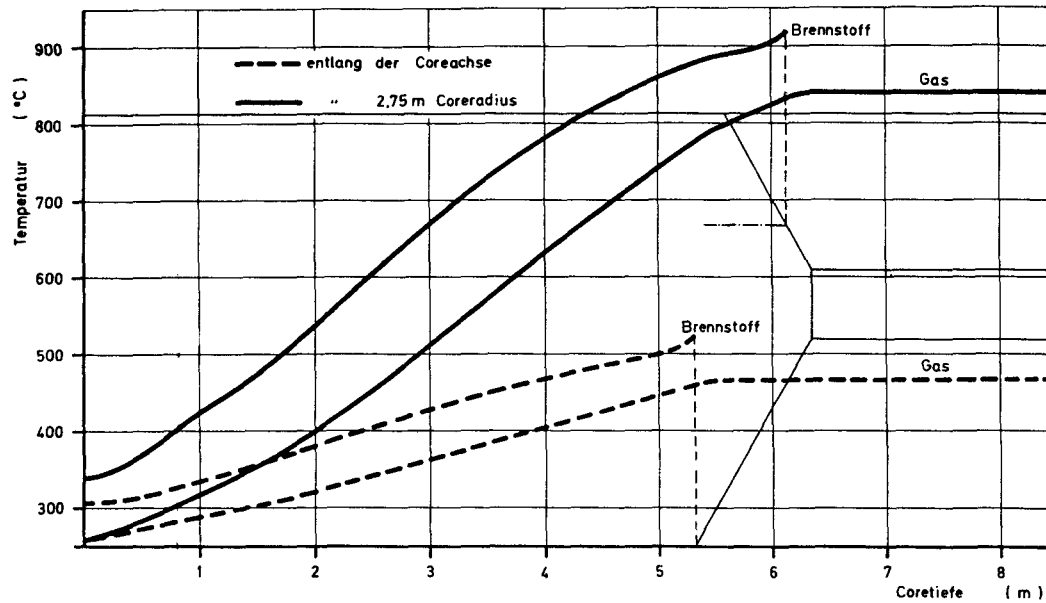


Abb. 50

### Wiederanfahren

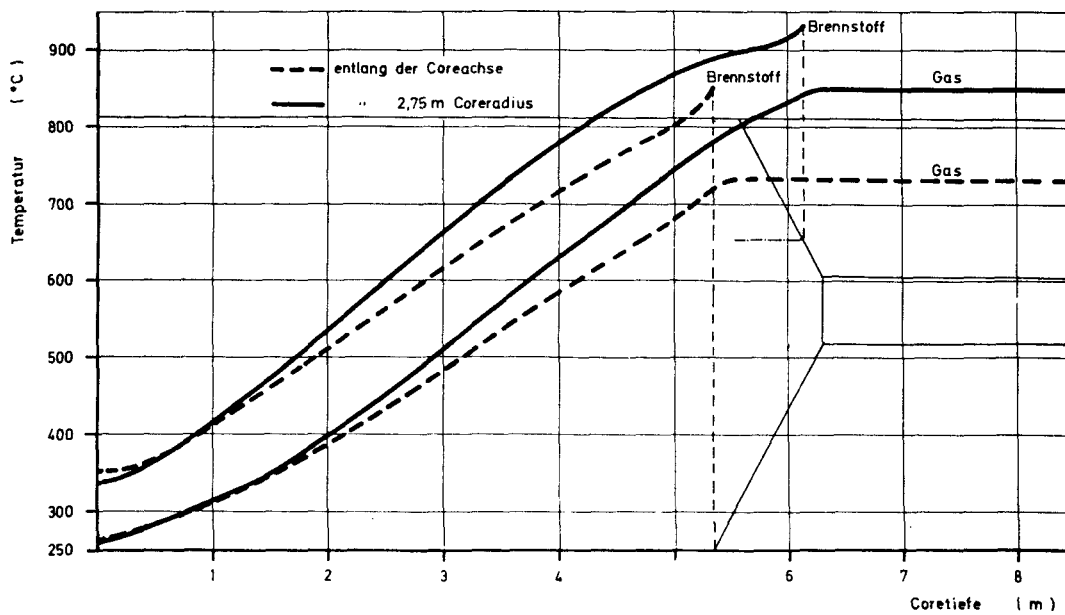


Abb. 51

noch der Brennstofftemperaturverlauf einer mittel abgebrannten Kugel aufgezeichnet. Auch die Brennstofftemperatur nimmt im unteren Corebereich trotz Leistungsabnahme noch ständig zu, was auf einen sehr schnellen Wärmeaustausch mit dem Gas schließen läßt. Der Ort der maximalen Gastemperatur ist auch gleichzeitig der der maximalen Brennstofftemperatur. Die Brennstofftemperatur hat bei den letzten Zentimetern vor dem Reflektor noch einen kleinen Anstieg zu verzeichnen, was auf den Einfluß des unteren Reflektors auf den Neutronenfluß und die Leistung zurückzuführen ist.

Die Leistungsdichte beim Teillastfall (Abb. 45) hat ihr Maximum auf halber Corehöhe in Reflektornähe, weil der Reflektor durch die herausgezogenen Regelstäbe völlig entgiftet ist und die vorher während des Vollastbetriebes von den Stäben absorbierten Neutronen nun in das Core reflektieren können. Es bilden sich aber auch hier zwei Maximalwerte (Abb. 41) bei 3,2 und am Core-rand aus, die aber höher liegen als im Betriebsfall. Da der Schwerpunkt der Leistungserzeugung nach außen in Richtung Reflektor gewandert ist, die gesamte mittlere Leistungsdichte aber unverändert bleibt, fällt das Leistungsniveau im Bereich der Coreachse. Entsprechend der erhöhten Leistungserzeugung in der äußeren Corezone zeigt auch das Gas temperaturmäßig dasselbe Verhalten (Abb. 46). Die Einschnürung der Leistung prägt sich auf das Gas nach 1,5 m auf. Die maximale Gastemperatur tritt wie beim Betriebsfall am unteren Reflektor auf, das Maximum ist jedoch um einen halben Meter nach außen verschoben. Die Höhe des Maximums befindet sich in der gewünschten Grenze. Das Verhalten der Gastemperatur bzw. der Brennstofftemperatur entlang der Corehöhe (Abb. 50) hat auch hier fast einen linearen Verlauf. In der Coreachse liegen die Temperaturen hier gegenüber dem Betriebsfall erwartungsgemäß niedriger, dagegen ändern sie sich entlang des Coreradius 2,75 m fast überhaupt nicht.

Wird der Reaktor von der Teillast wieder auf Vollast gebracht,

müssen die Regelstäbe ganz in den Reflektor eingefahren werden. Die Absorption ist dadurch im Reflektor besonders hoch, und es fließt ein sehr großer Teil an Neutronen aus dem Core aus. Der Neutronenflußgradient wird daher in der Außenzone besonders hoch (Abb. 47). Das Leistungsmaximum wandert also bei diesem Lastwechsel vom Reflektor weg in Richtung Coreachse entsprechend dem Einfahren der Stäbe und wird etwa bei einem Radius von 2,3 m in der Innenzone zu erwarten sein, wenn alle Stäbe eingetaucht sind. Die größte Leistungsdichte liegt bei  $8,5 \text{ MW/m}^3$ . Der starke Leistungsgradient ist auch bei den Gastemperaturen wiederzufinden (Abb. 48). Der maximale Wert wandert wieder auf dem Konus entlang in Richtung Coremitte und dürfte am Kugelabzug zu erwarten sein, liegt aber wertmäßig mit  $900^\circ\text{C}$  höher. Dieser hohe Wert ist auch damit zu erklären, daß die Aufheizspanne entlang dieses Radius' am größten ist. In Wirklichkeit ist die Aufheizspanne aber nicht auf dem gesamten Kreis so hoch, wie in der Rechnung aus Symmetriegründen angenommen werden mußte, weil bei drei Kugelabzügen im Coreboden entlang dieses Kreisumfanges wechselnde Corehöhen vorkommen. In der Rechnung mußte aber wegen der r-z-Geometrie die Abhängigkeit in  $\varphi$ -Richtung vernachlässigt werden. Die Temperaturen entlang der Coreachse sind wegen des angehobenen Leistungsniveaus sehr viel höher als in den beiden anderen Lastfällen, haben aber wiederum eine lineare Aufheizung (Abb. 51). Die Gas- und Brennstofftemperaturen entlang des Radius 2,75 m haben sich gegenüber den beiden anderen Lastfällen kaum geändert, was an der gleichbleibenden Leistung liegt, denn an dieser Stelle entsteht bei jeder Stabstellung gewissermaßen ein Drehpunkt (Abb. 41 und 42).

Von großem Interesse sind auch die Temperaturen in einer einzelnen Kugel. In den Abb. 52 bis 57 sind diese dargestellt, wobei angenommen wurde, daß sich Kugeln verschiedenen Abbrandzustandes jeweils an exponierten Stellen befinden. So ist der Temperaturverlauf in einer frischen, mittelabgebrannten bzw. abgebrannten Kugel für den Betriebsfall dargestellt, die sich gerade am Ort der größten Leistungsproduktion aufhalten würde (Abb. 52). Die

# Betriebsfall

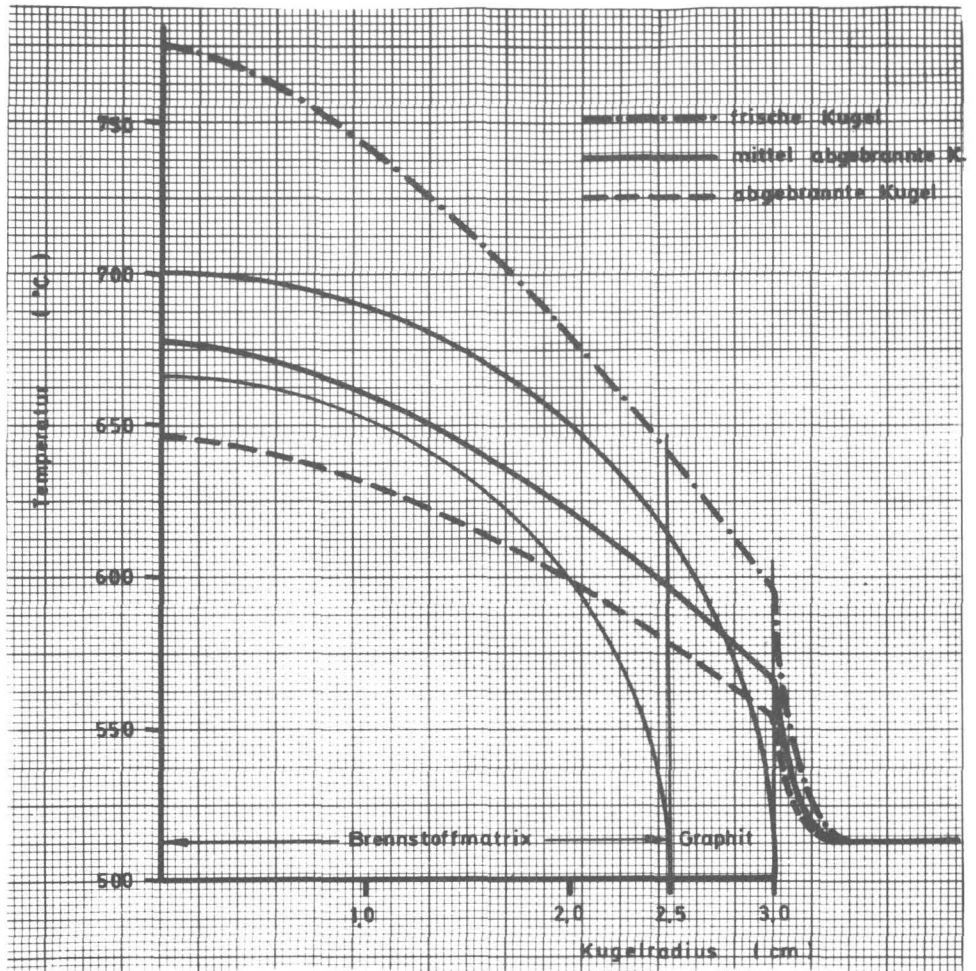
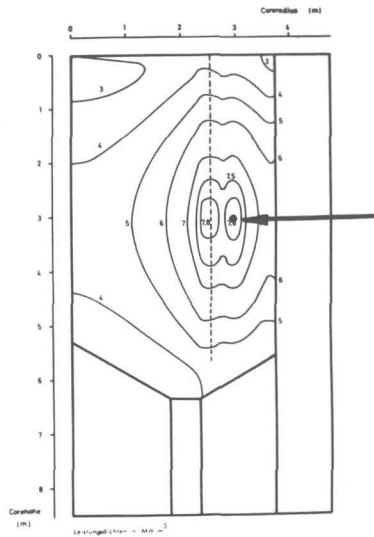


ABB. 52 Temperaturverlauf in der Brennstoffkugel auf halber Corehöhe

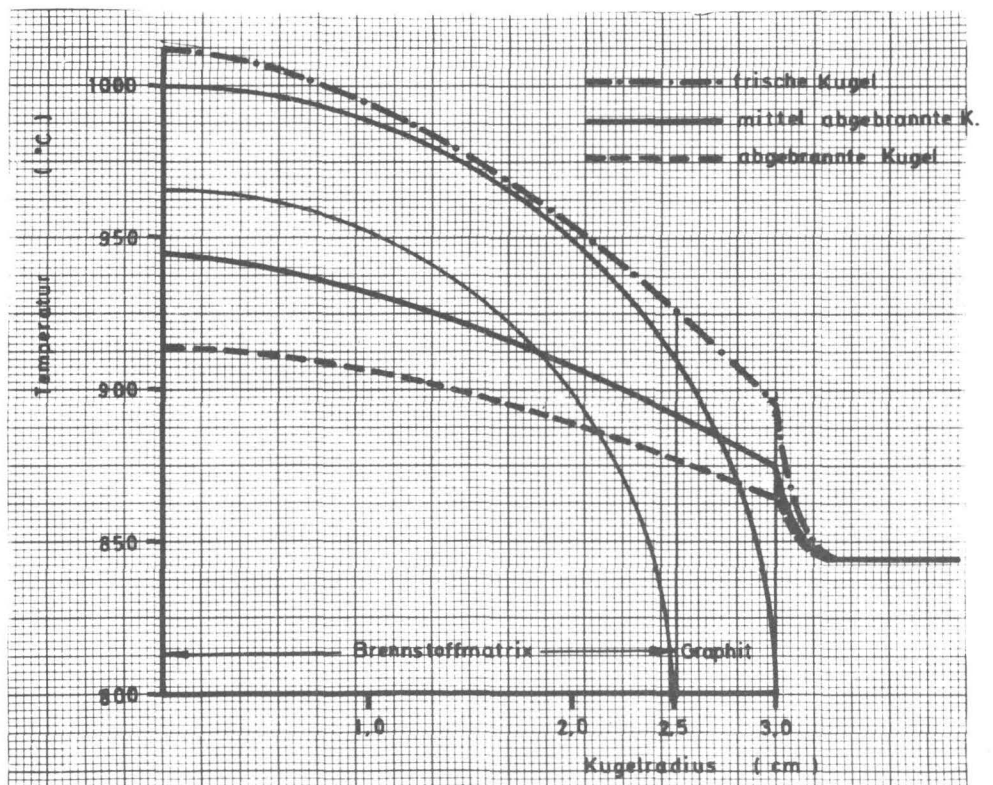
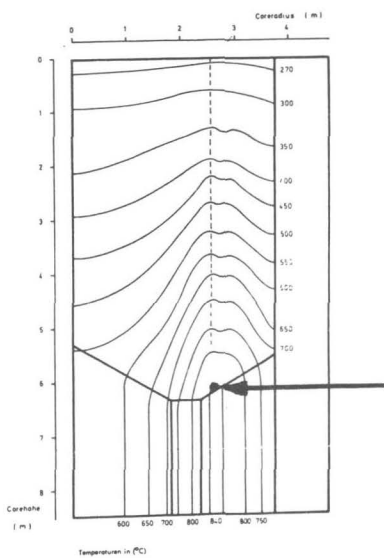


ABB. 53 Temperaturverlauf in der Brennstoffkugel in der heißesten Zone

# Teillastfall

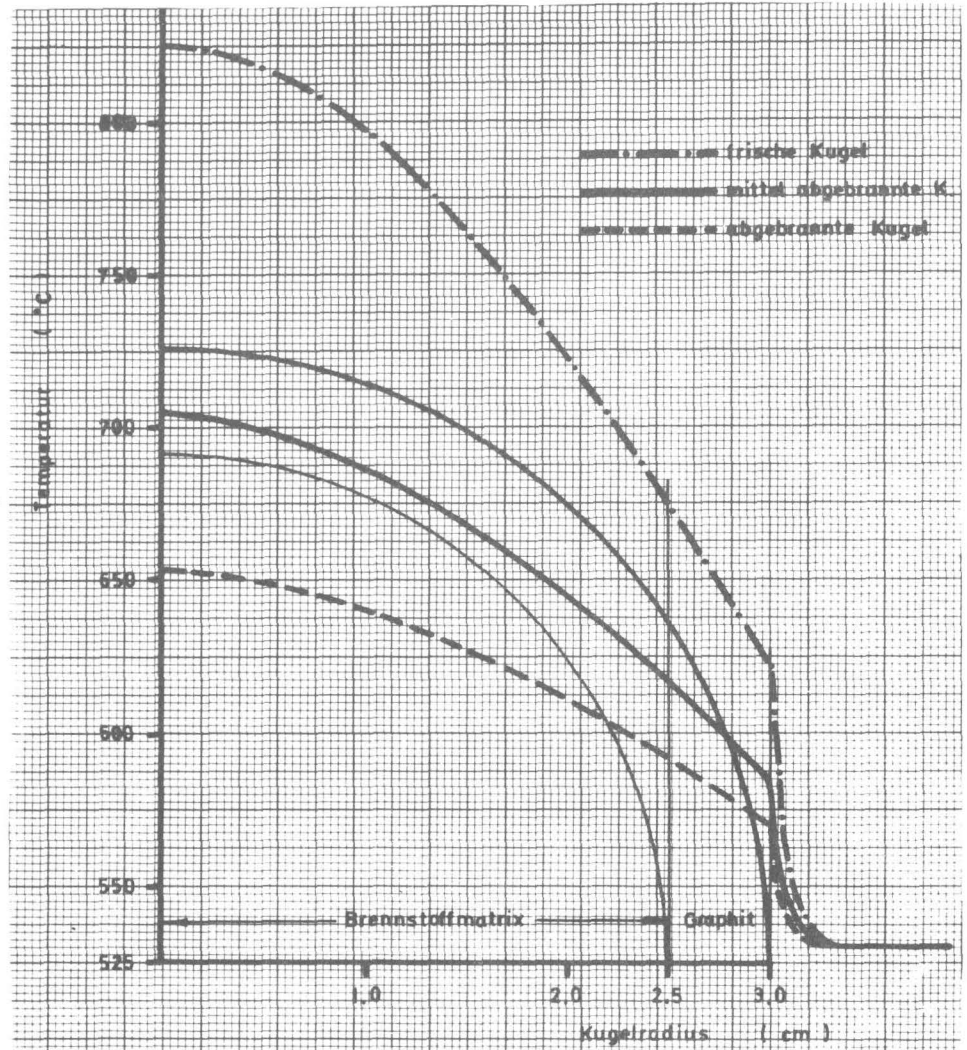
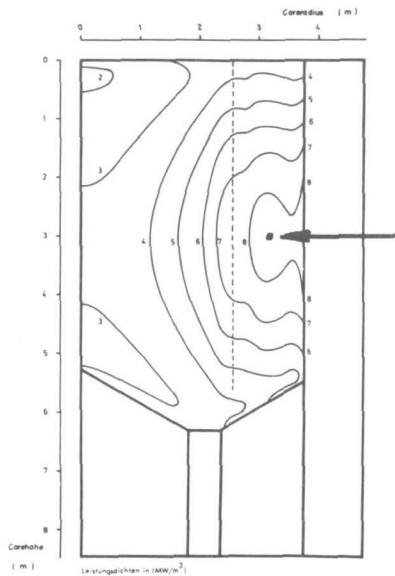


ABB. 54 Temperaturverlauf in der Brennstoffkugel auf halber Corehöhe.

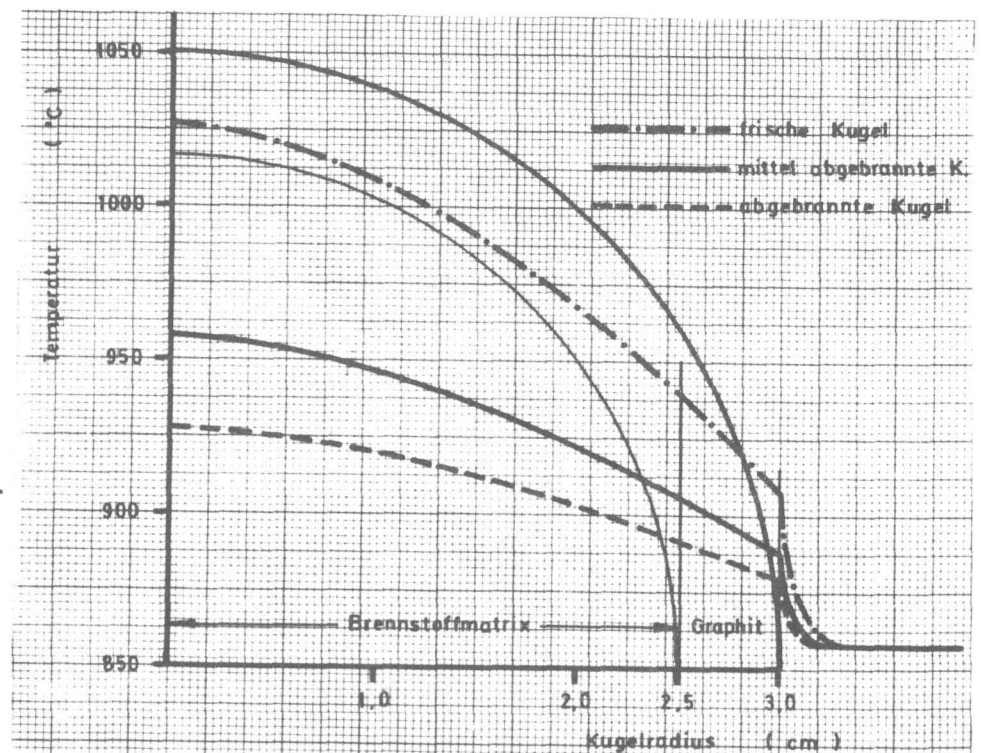
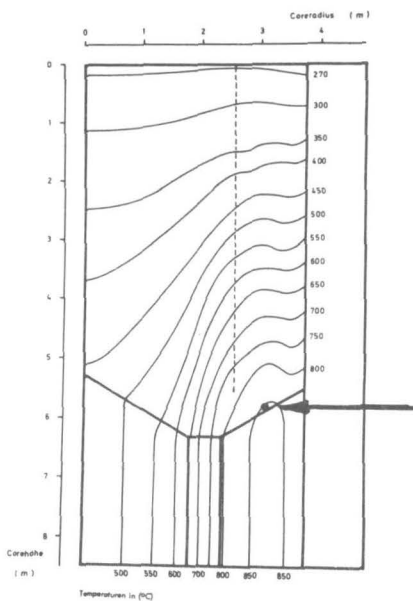


ABB. 55 Temperaturverlauf in der Brennstoffkugel in der heißesten Zone



## Wiederanfahren

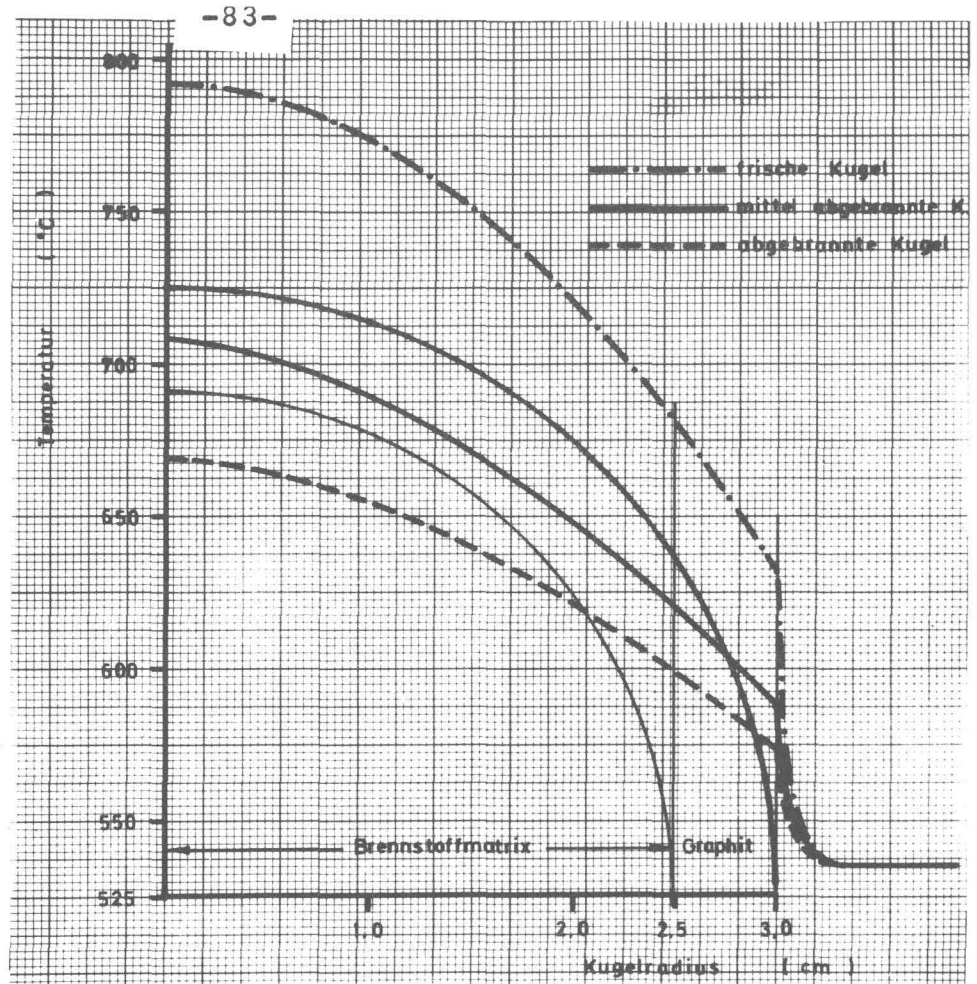
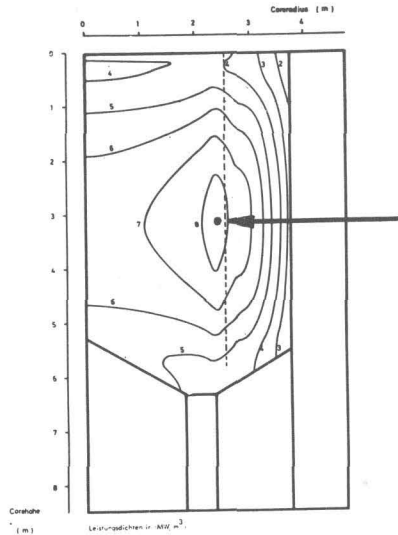


ABB. 56 Temperaturverlauf in der Brennstoffkugel auf halber Corehöhe

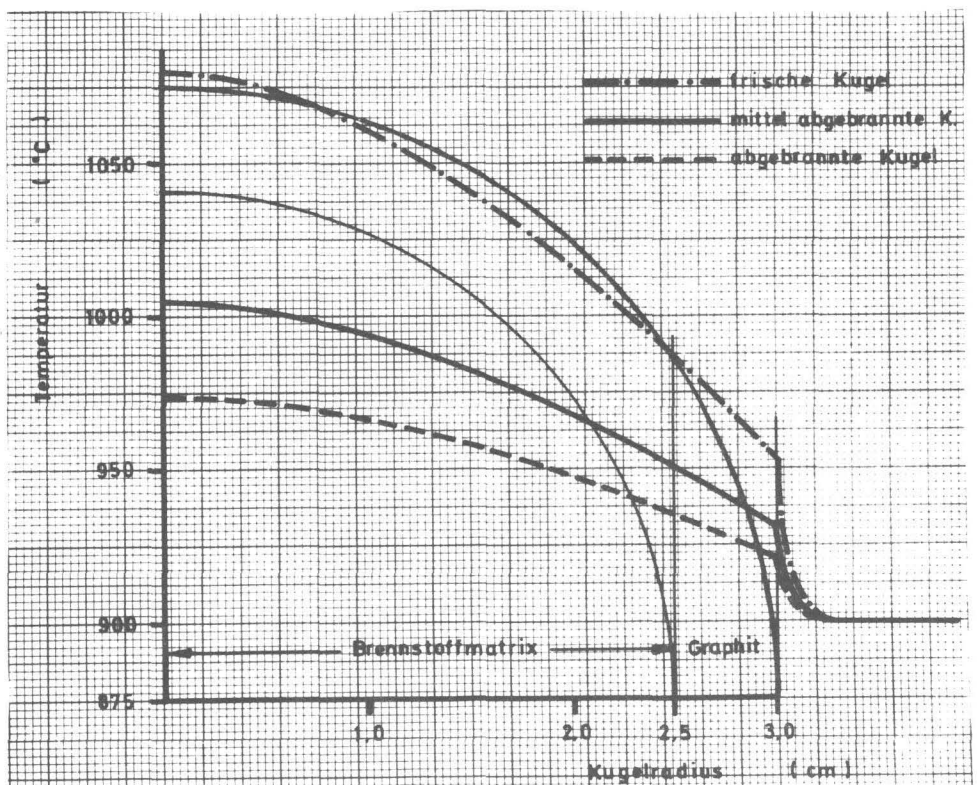
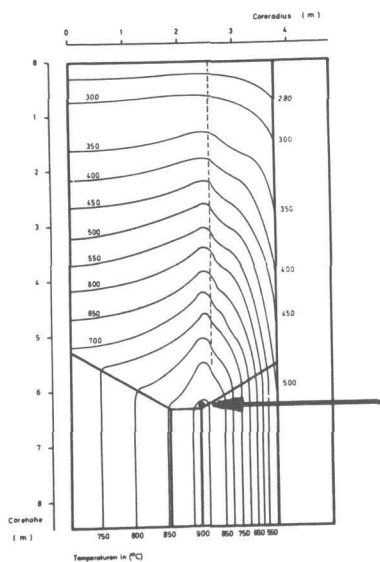


ABB. 57 Temperaturverlauf in der Brennstoffkugel in der heißen Zone



Gastemperatur ist für jeden Kugeltyp gleich groß, wenn man annimmt, daß keine Zusammenballungen von z.B. nur frischen Kugeln vorkommen. Die Oberflächentemperaturen der drei betrachteten Kugeltypen unterscheiden sich dagegen schon mehr. Ihre Werte liegen bei  $595^{\circ}\text{C}$  für eine frische Kugel, bei  $565^{\circ}\text{C}$  für eine mittelabgebrannte und bei  $555^{\circ}\text{C}$  für eine abgebrannte Kugel. Ebenfalls starke Unterschiede weist die maximale Brennstofftemperatur in der Kugelmitte auf. Sie liegt mit  $678^{\circ}\text{C}$  einer mittelabgebrannten Kugel weit unter dem Wert ( $775^{\circ}\text{C}$ ), wenn eine frische Kugel sich an dieser Stelle der größten Leistungserzeugung befinden würde. Eine abgebrannte Kugel hat einen sehr viel geringeren Abstand zur mittelabgebrannten Kugel ( $647^{\circ}\text{C}$ ). Der Grund dafür ist in der  $e$ -Funktion als zeitliche Abhängigkeit der Leistungsabgabe einer Kugel zu suchen. Eine frische Kugel gibt gegenüber einer mittelabgebrannten eine um den Age-Faktor 1,7 (Tabelle 7) höhere Leistung ab, während der Faktor bei einer abgebrannten Kugel nur 0,67 beträgt.

Die Temperaturdifferenzen der Kugeln die sich an der heißesten Stelle im Core, also am Coreboden, befinden, sind wegen der geringeren Leistungsproduktion sehr viel kleiner als auf halber Corehöhe (Abb. 53). An dieser Stelle herrschen überhaupt die höchsten Temperaturen im Core während des Betriebsfalles. Eine mittelabgebrannte Kugel erreicht hier in der Mitte einen Wert von  $945^{\circ}\text{C}$ . Könnte eine ganz frische Kugel an diesen Ort gelangen, betrüge ihre maximale Brennstofftemperatur  $1012^{\circ}\text{C}$ . Dies ist aber ein hypothetischer Fall, weil eine frische Kugel frühestens nach 2 bis 3 Monaten je nach Durchlaufgeschwindigkeit bis zu diesem Ort gelangen kann. Bis dahin hat sie aber schon einen Abbrandzustand erreicht, so daß der Leistungs-Age-Faktor pessimistische Temperaturwerte liefert. An dem geringen Temperaturgradienten der Kugel am Coreboden erkennt man, daß eine abgebrannte Kugel hier nur noch wenig zur Aufheizung des Gases beiträgt.

Beim Teillastfahren liegen die Temperaturverläufe an den Stellen

der größten Leistungserzeugung und der heißesten Stelle im Core etwas höher als beim Betriebsfall (Abb. 54 und 55). Die maximale Brennstofftemperatur überschreitet aber auch in diesem Fall nicht die zulässige Grenze von  $1100^{\circ}\text{C}$ .

Ebenfalls etwas höhere Temperaturwerte werden beim Fall des Wiederauffahrens erwartet (Abb. 56 und 57). Eine mittelabgebrannte Kugel im Leistungsmaximum hat eine höhere Brennstofftemperatur als eine gleiche Kugel im Betriebsfall und eine ungefähr gleichgroße Brennstofftemperatur wie bei Teillastfall. Trotzdem hat eine frische Kugel hier niedrigere Werte. Der Grund dafür ist, daß sich das Leistungsmaximum in der Innenzone befindet und die Leistungsproduktion einer frischen Innenkugel nur um den Faktor 1,55 gegenüber einer mittelabgebrannten hat. Zwar hat die Innenkugel anfangs mehr Spaltstoff als die Außenkugel, doch ist auch der Thoriumgehalt doppelt so hoch, so daß dadurch mehr Neutronen anfangs absorbiert werden. Der Vorteil der geringeren Leistungserzeugung einer frischen Kugel geht aber unten am Coreboden an der heißesten Stelle wieder verloren, denn auf der rechten Seite des Kugelabzuges können sich nur Kugeln der Außenzone befinden, also Kugeln mit dem höheren Leistungs-Age-Faktor (Abb. 57). Dadurch nehmen die Temperaturen frischer Kugeln hier Werte von  $1080^{\circ}\text{C}$  an, liegen aber immer noch unter dem zulässigen Wert. Die Oberflächentemperaturen frischer Kugeln haben für die drei Betriebszustände Werte von  $892^{\circ}\text{C}$ ,  $905^{\circ}\text{C}$  und  $953^{\circ}\text{C}$ . Die Graphitoberfläche darf zwar nominell nicht heißer als  $850^{\circ}\text{C}$  werden, aber die Kugeln befinden sich nur kurze Zeit im überhitzten Raum. Die Temperaturen der Graphiteinbauten dagegen sind während der gesamten Reaktorlebensdauer in diesem Temperaturbereich, aber sie können nicht heißer werden als das vorbeiströmende Gas.

### 3.4 Temperaturvergleich bei unterschiedlichen Kugelabzugskonstruktionen

Das AVR-Reaktorcore hat einen zentralen Kugelabzug, und für das THTR-Core ist ebenfalls ein solcher Abzug vorgesehen. Das 600 MW-Core wird aber wahrscheinlich 3 auf einem Kreis liegende Abzüge haben. Bei den gleichen Kreisläufen soll einmal der Unterschied der Kugelabzugskonstruktionen verglichen werden. Die Geometrie beider Cores und die Maschenpunktbelegung geht aus Abb. 2 und 3 hervor.

Die maximale Gasaustrittstemperatur verschlechtert sich, wenn statt der drei Kugelabzüge nur ein zentraler Kugelabzug vorgesehen wird. In der Abbildung 58 sind die radialen Gasaustrittstemperaturprofile beider Fälle gegenübergestellt. Die Gastemperatur ist in der Coremitte für den Fall des zentralen Kugelabzugsrohres höher und am Corerand niedriger als bei drei Abzügen. Ein Vergleich der Isolinien der Leistungsdichten (Abb. 43 und 59) zeigt, daß bedingt durch das größere Innenvolumen die Leistungsdichten beim zentralen Kugelabzug größer sind. Damit verbunden ist, daß das Maximum der Leistungserzeugung sich etwas mehr zur Coremitte verlagert hat und einen höheren Wert annimmt. Da die gesamte Leistung aber konstant ist, muß der Leistungsgradient zum Reflektor hin größer sein. Damit läßt sich auch das Temperaturverhalten erklären (Abb. 60). Nicht nur die Leistung, sondern auch die Aufheizspanne ist entlang der Coreachse größer, so daß die Gasaustrittstemperaturen hier um  $170^{\circ}\text{C}$  höher liegen. Am Corerand dagegen führt die kleine Aufheizspanne verbunden mit

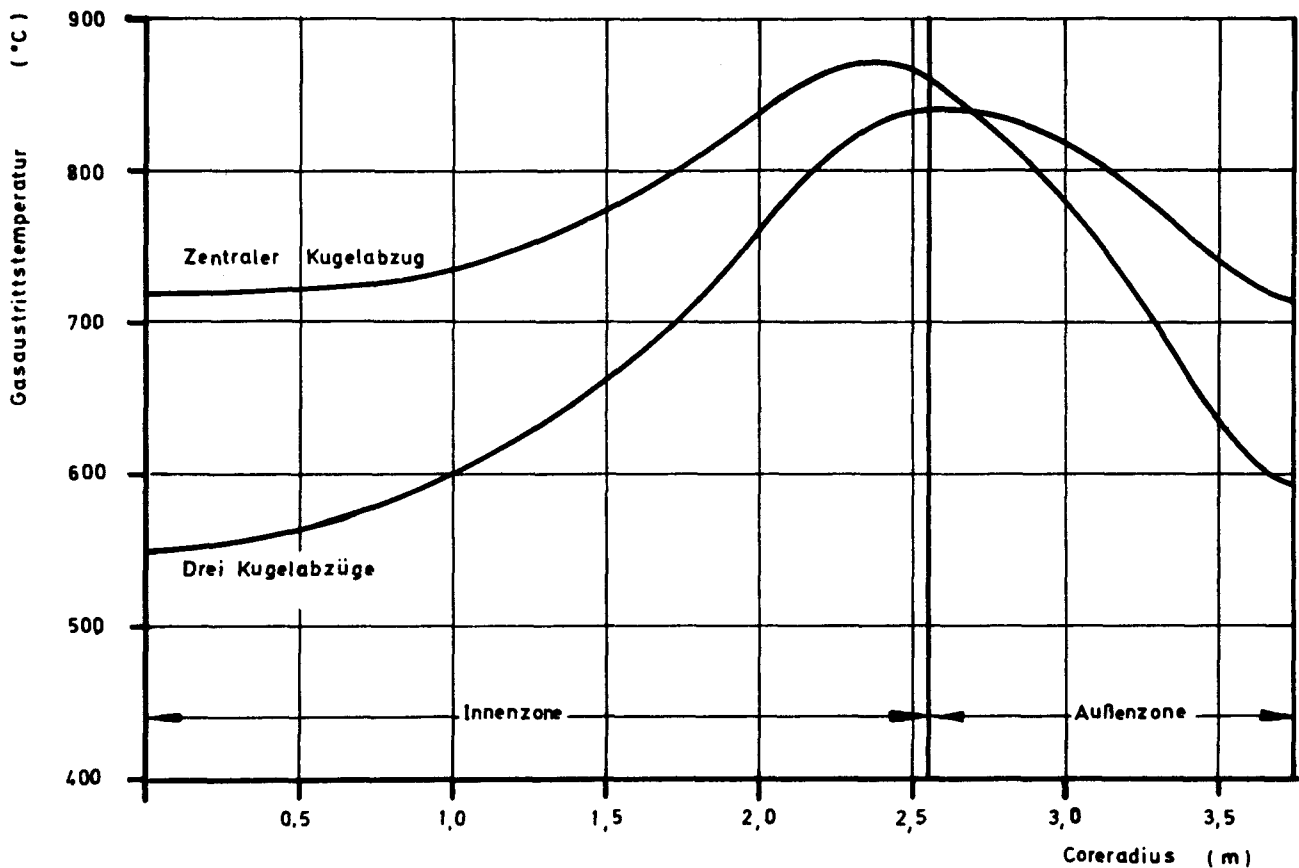


Abb. 58

einer niedrigeren Leistung gegenüber dem Fall mit drei Kugelabzügen zu um 130°C niedrigeren Temperaturen. Die um über 30°C höhere maximale Gasaustrittstemperatur ist eine Folge der höheren Leistungserzeugung entlang des entsprechenden Coreradius.

Die im Kapitel 3.2 erwähnte Ungenauigkeit der Druckverlustberechnung im kegelförmigen Kugelabzug soll für das Core mit zentralem Kugelabzug abgeschätzt werden. Der Druckverlust ist proportional der Corehöhe ( $\Delta p \sim H$ ) und nach Sonntag [10] proportional einer Funktion der Porosität (Kapitel 2.4)

$$\Delta p \sim \frac{1-\epsilon}{\epsilon^{0,22}}$$

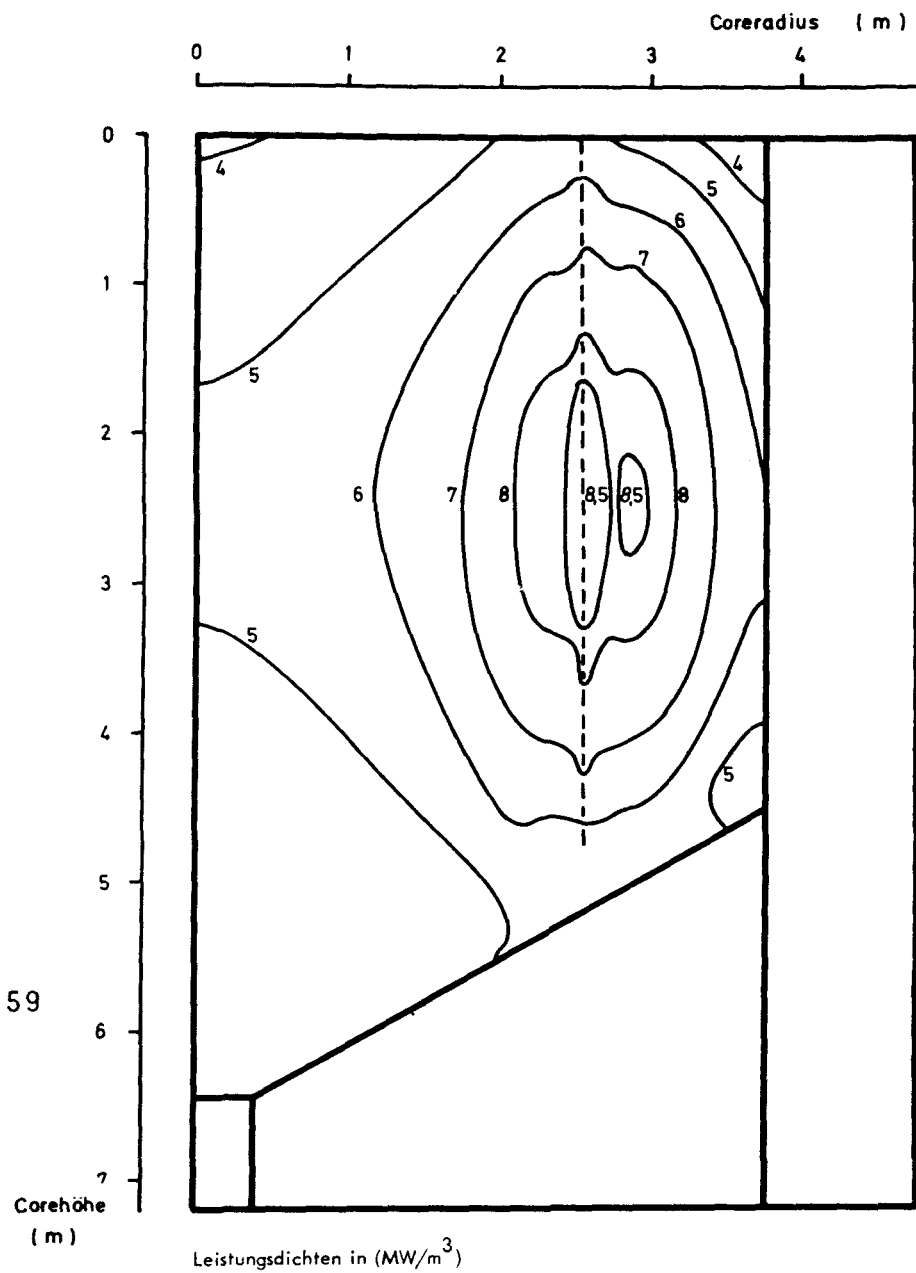


Abb. 59

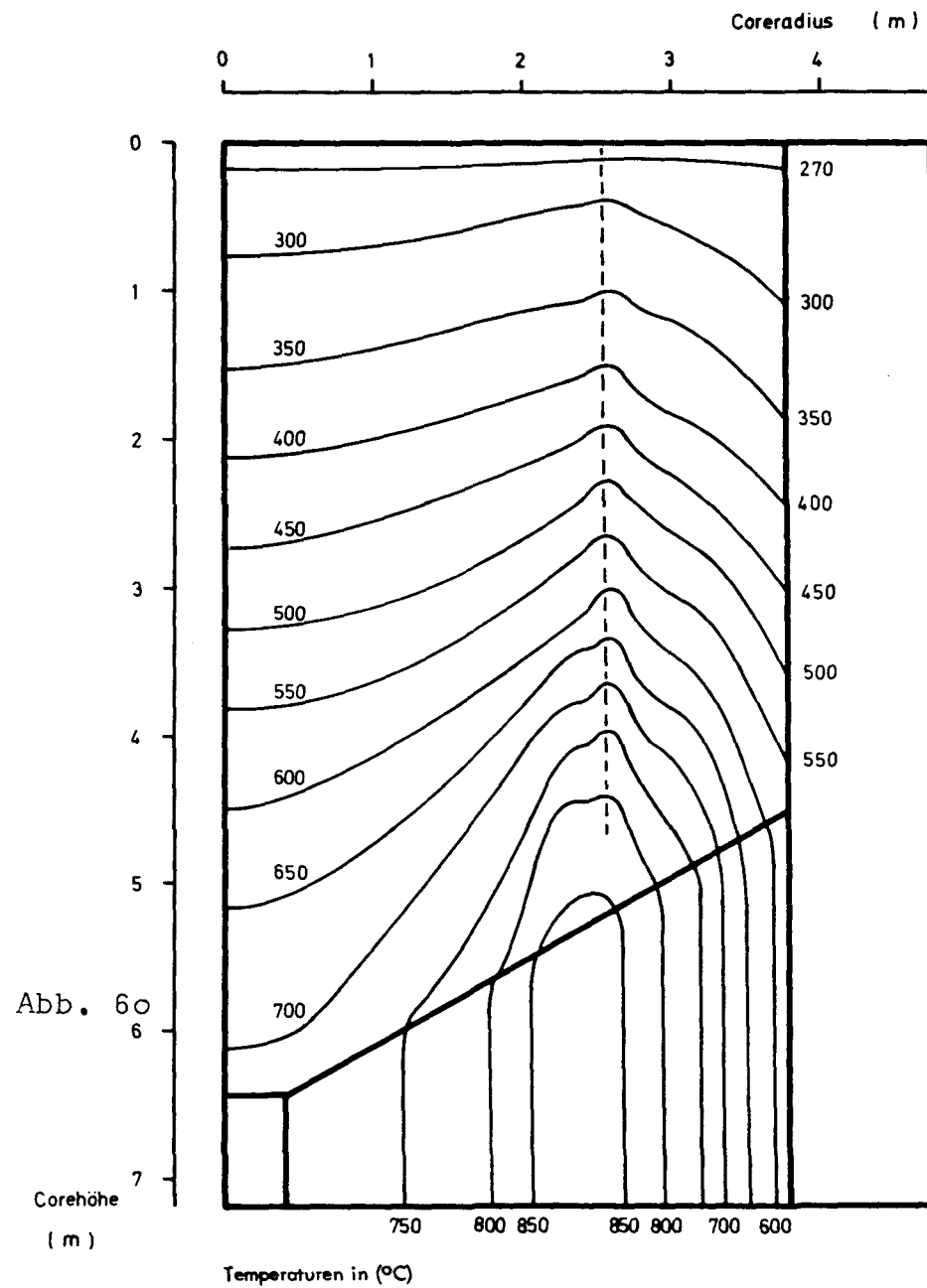


Abb. 60

Da der Konus durch ein Treppenpolynom ersetzt wird, gilt für jede Stufe eine andere Höhe  $H_r$ , bis zu der der Druck bis zum Ausgangsdruck abgefallen ist. Es gilt also für jede Stufe eine solche Porosität  $\epsilon_r$  zu bestimmen, daß

$$H_r \cdot \frac{r^{0,22}}{\epsilon_r^3} \sim \Delta p$$

ist. Die Porosität wird also mit wachsendem Radius größer werden, was bedeutet, daß der Gasstrom zum Corerand hin zunimmt. Wie aber schon in Kapitel 3.2 beschrieben wurde, kann hierdurch der Korrektoreffekt überschätzt werden, denn der höhere Gasstrom außen wird auch schon in der obersten Schicht beim Gaseintritt rechnerisch mitgenommen. In der nächsten Tabelle ist die Massenstromdichte des Gases an vier verschiedenen Positionen im Core angegeben  $\left[ \frac{\text{kg}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \right]$

	Gasstromdichte in der Coreachse	Gasstromdichte am Reflektor
am Gaseintritt	11,5	14,5
am Gasaustritt	11,7	16,1

Am Gaseintritt herrscht also schon ein Unterschied der Gasstromdichte in der Coreachse gegenüber dem Corerand von 20%. Am Gasaustritt sind es 27%. Es ist nicht sehr überzeugend, daß sich der unterschiedliche Gasdruck im unteren Corebereich so massiv schon auf den Gasstrom am Eintritt auswirkt. Andererseits findet in der Außenzone die größte Leistungsproduktion statt, und es ist denkbar, daß ein künstlich heraufgesetzter Gasstrom an Stel-

len großer Leistungserzeugung zu Fehlern führt. Um die Grenzen dieses Fehlers abzustecken, wird eine Temperaturberechnung mit konstanter Porosität, also mit radial konstantem Gasstrom, durchgeführt.

Maximale Gasaustrittstemperatur bei radial zunehmendem Gasstrom	870°C
--	-------

Maximale Gasaustrittstemperatur bei konstan- tem Gasstrom	843°C
--	-------

Die wirkliche Temperatur wird also zwischen beiden Werten liegen.

Die Temperaturen des Cores mit drei Kugelabzügen wurden mit konstanter Porosität gemacht. Wenn der Coreboden mit 3 Kugelabzügen für die Berechnung der Leistungsverteilung in einen rotations-symmetrischen Körper umgewandelt wird, führte eine analoge radiale Veränderung der Porosität sicher zu einem größeren Temperaturfehler. Dennoch soll vergleichsweise für den Referenzfall diese Rechnung durchgeführt werden:

Maximale Gasaustrittstemperatur bei radial unter- schiedlichem Gasstrom	855°C
--	-------

Maximale Gasaustrittstemperatur bei konstantem Gasstrom	840°C
--	-------

Die Fehlerspanne ist also hier kleiner als beim zentralen Kugelabzug. Die tatsächliche maximale Gasaustrittstemperatur wird aber mehr in der Nähe des Wertes liegen, der mit konstanter Porosität gerechnet wurde.

Der höhere Wert der maximalen Gasaustrittstemperatur bei unterschiedlichem Gasstrom braucht bezüglich der Überschreitung der geforderten Temperaturschranken nicht zu beunruhigen, da diese Unsicherheit bereits im Sicherheitszuschlag (Kapitel 3.1, Punkt 6) berücksichtigt wurde.

Die günstigere maximale Gasaustrittstemperatur und die schnellere Durchgangszeit der Brennelementkugeln in der Außenzone sind die Empfehlung für die Coreauslegung mit drei Kugelabzügen.

### 3.5 Einfluß der Standzeitänderungen der Kugeln auf die Temperaturprofile und die schnelle Dosis

Eine weitere Untersuchung gilt dem Einfluß der Standzeiten der Kugeln in beiden Zonen auf die maximale Gasaustrittstemperatur. Ausgehend von dem im Kapitel 3.3.5 gewählten Referenzfall, bei dem die Standzeiten 6 Jahre für die Innenkugel und 2 Jahre für die Außenkugel betragen, werden die Zeiten der Innenkugel von 5 bis 7 Jahre und die der Außenkugel von 1,5 auf 2,5 Jahre variiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 31 dargestellt. Die Einflüsse sind gering. Die größte Differenz zwischen den maximalen Gasaustrittstemperaturen innerhalb der untersuchten Parameter beträgt  $25^{\circ}\text{C}$ . Bis zu Standzeiten von 6,5 Jahren Innenkugel bringen die größeren Standzeiten der Außenkugel niedrigere maximale Gasaustrittstemperaturen.

Wichtig ist eventuell die Verkürzung der Standzeit im Hinblick auf die schnelle Dosis der Innenzone. Beim Referenzfall beträgt sie  $10,2 \cdot 10^{21}$  nvt und dürfte zu hoch liegen, selbst wenn man den durch die Überschätzung infolge der niedrigen Energiegruppengrenze entstehenden Faktor von 1,4 berücksichtigt. In der Tabelle 8 ist die schnelle Dosis eingetragen.



Tabelle 8

Standzeiten [a]		Schnelle Dosis $\times 10^{21}$ nvt	
Innenzone	Außenzone	Innenzone	Außenzone
5,0	1,5	9,2	2,6
5,5	1,5	9,7	2,7
6,0	1,5	10,3	2,7
6,5	1,5	10,8	2,8
7,0	1,5	11,4	2,9
5,0	2,0	9,1	3,5
5,5	2,0	9,7	3,6
6,0	2,0	10,2	3,7
6,5	2,0	10,8	3,8
7,0	2,0	11,3	3,8
5,0	2,5	9,1	4,4
5,5	2,5	9,6	4,5
6,0	2,5	10,2	4,6
6,5	2,5	10,7	4,7
7,0	2,5	11,3	4,8

Lediglich die Dosis der Innenzone wird überschritten. Wenn man die Standzeit für den Referenzfall innen von 6 auf 5 Jahre herabsetzen und außen von 2,0 auf 2,5 Jahre heraufsetzen würde, ergäben sich keine Nachteile bezüglich der Temperaturen. Die schnelle Dosis wäre dann  $9,1 \cdot 10^{21}$  nvt, und berücksichtigte man den Überschätzungsfaktor 1,4, dann ergäbe sich  $\frac{9,1}{1,4} = 6,5 \cdot 10^{21}$  nvt, eine Dosis, die in einigen Jahren sicherlich realisierbar ist.

### 3.6 Abhängigkeit der Reaktivität von der Reflektorvergiftung

Die Berechnung des makroskopischen Querschnittes im Reflektor geschieht über die angenommene homogen verteilte Borkonzentration. Nachdem festgelegt worden ist, wieviel Borstäbe im Reflektor vorhanden sein sollen und wie hoch ihr Borgehalt ist, wird zunächst die Borkonzentration im Stab berechnet und diese unter der Annahme, daß alle Stäbe ganz eingetaucht sind, über den Reflektor verschmiert, abzüglich 10 cm reinen Reflektor am Core-rand, denn die Stäbe befinden sich nicht unmittelbar am Core, sondern in einer Entfernung von 5 cm. Mit diesen Konzentrationen und der vorhandenen Kohlenstoffkonzentration wird im Reflektor eine Spektralrechnung mit dem Ergebnis makroskopischer Wirkungsquerschnitte durchgeführt. Diese Querschnitte auf das gesamte Core angewendet führen zur untersten Grenze der Kritikalität (Abb. 61). Die obere Grenze ergibt sich, wenn nur die reine Graphitkonzentration spektral zur Querschnittsmittelung benutzt wird. In diesem Bereich kann der makroskopische Querschnitt schwanken, und einige Diffusionsrechnungen mit Zwischenwerten führen zu der dargestellten Reaktivitätskurve. Die homogene Borvergiftung für die Kritikalität des Betriebsfalles kann daraus abgelesen werden. Diese Kurve entspricht während des Betriebes und bei Lastwechsel der Vorstellung, daß je nach Reaktivitätsbedarf ein Teil der Stäbe ganz im Reflektor eingefahren sind und daß z.B. einige Stäbe vollständig nach oben gezogen werden, wenn etwas Reaktivität freigegeben werden muß.

Eine andere mögliche Betriebsart ist die, daß sämtliche Stäbe gleichzeitig bewegt werden, daß alle Stäbe quasi wie ein geschlossener Vorhang etwas, je nach Reaktivitätsbedarf, im Reflektor nach oben oder unten verschoben werden. Die Rechenmethode hierfür besteht in einer Aufteilung des Reflektors in eine obere Zone, die vollständig homogen mit Bor vergiftet ist, und in einer unteren, in der kein Bor vorhanden ist. Die Reaktivitätskurve erhält man dann durch entsprechende Variation der

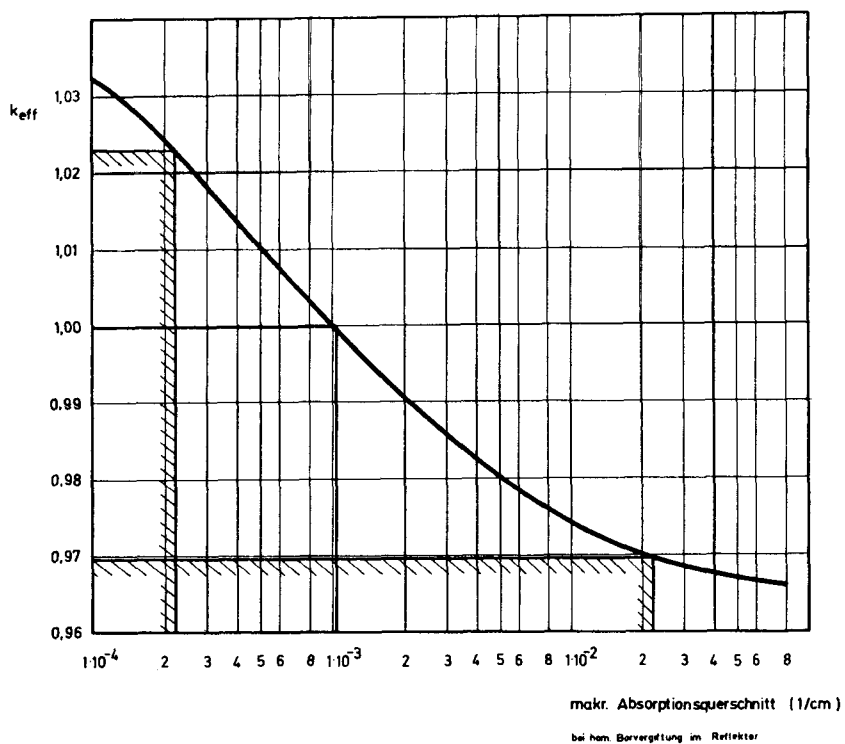


Abb. 61

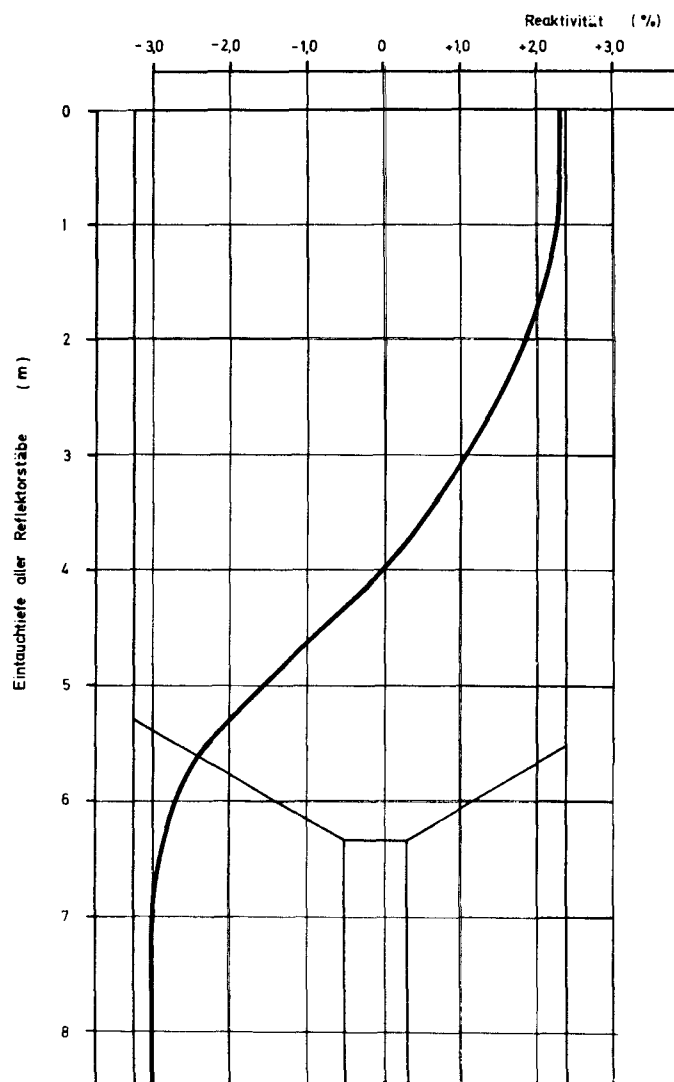


Abb. 62

Abmessungen dieser beiden Reflektorzonen (Abb. 62). Aus der S-Kurve kann man entnehmen, daß die Reaktivität sich nicht spürbar verändert, wenn die Stäbe geschlossen 1 m in das Core eintauchen. Der Schwerpunkt des Neutronenflusses versucht hierdurch in den unteren Corebereich auszuweichen, ohne nennenswerte Wirksamkeit zu verlieren. Bei einer Eintauchtiefe von 4 m (die Abmessungen des Cores sind zur Veranschaulichung im Hintergrund gezeichnet) dürfte sich etwa der Betriebsfall mit seiner Kritikalität einstellen, und erst unterhalb dieser Tiefe ist eine deutliche Steigerung der Reflektorstabwirksamkeit zu spüren. Der Neutronenfluß hat mit zunehmender Eintauchtiefe immer weniger die Möglichkeit, auszuweichen.

Um eine Vorstellung von der Leistungs- und Gastemperaturverteilung im Core für den Betriebsfall (Eintauchtiefe 4 m) zu bekommen, sind seine Isolinien in Abb. 63 und 64 dargestellt. Das Leistungsmaximum hat einen größeren Wert als der Betriebsfall mit homogener Borvergiftung (Abb. 43 und 44) und ist etwa um 1,4 m in den unteren Corebereich verschoben worden. In der oberen Hälfte ist ein starker Leistungsgradient zu verzeichnen, und in der unteren macht sich die Wirksamkeit des reinen Reflektors bemerkbar, in dem zum Reflektor hin noch ein zweites Leistungsmaximum bis  $11 \text{ MW/m}^3$  zu beobachten ist. Die Temperaturen dieses Falles haben auch ein entsprechend anderes Verhalten. Während oben das Gastemperaturmaximum bei ca. 2 m Core-radius liegt, verschiebt es sich weiter nach außen, je tiefer das Gas in das Core strömt. Es wird also nicht immer an demselben Coreradius am stärksten aufgeheizt. Diese Tatsache würde auf ein flacheres Gasaustrittstemperaturprofil hindeuten, wenn nicht die maximale Leistungserzeugung höher wäre. Doch so liegen die Maximalwerte um  $10^\circ\text{C}$  höher. Außerdem ist die Gasaustrittstemperatur in der Coreachse wesentlich niedriger, weil die Leistungsdichte im Coreinneren kleiner ist.

Gemessen an dem schlechten Gasaustrittstemperaturprofil erscheint diese Regelungsart nicht so vorteilhaft. Wichtig ist aber die

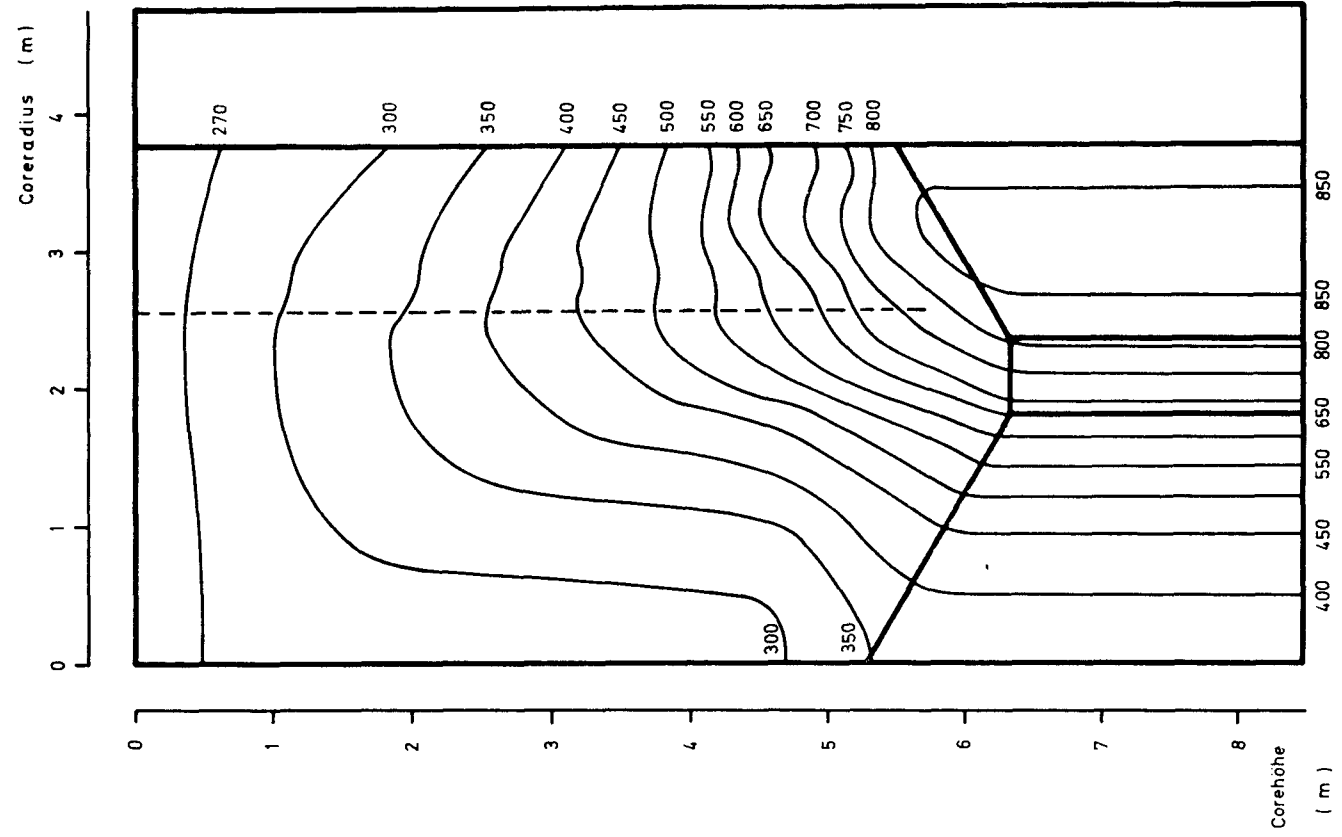


Abb. 64

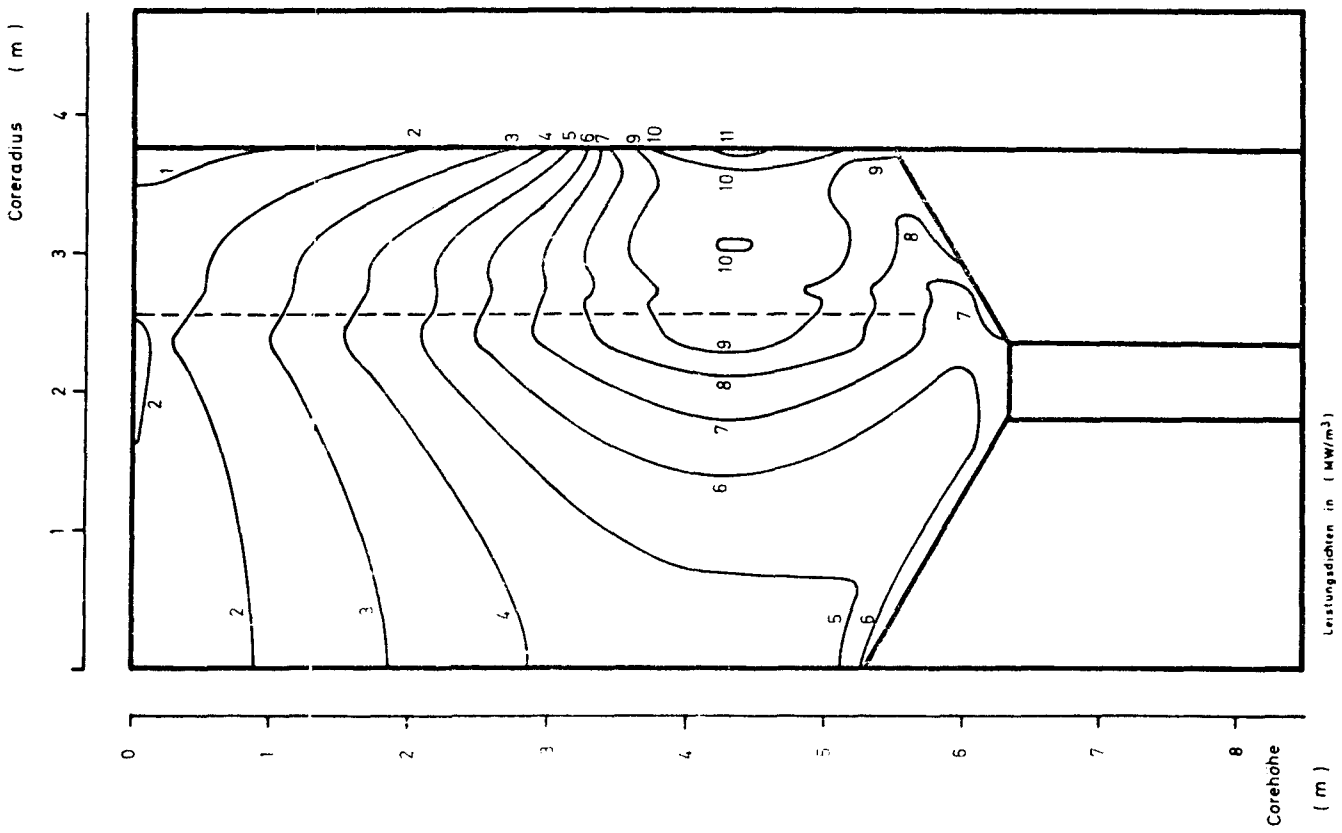


Abb. 63

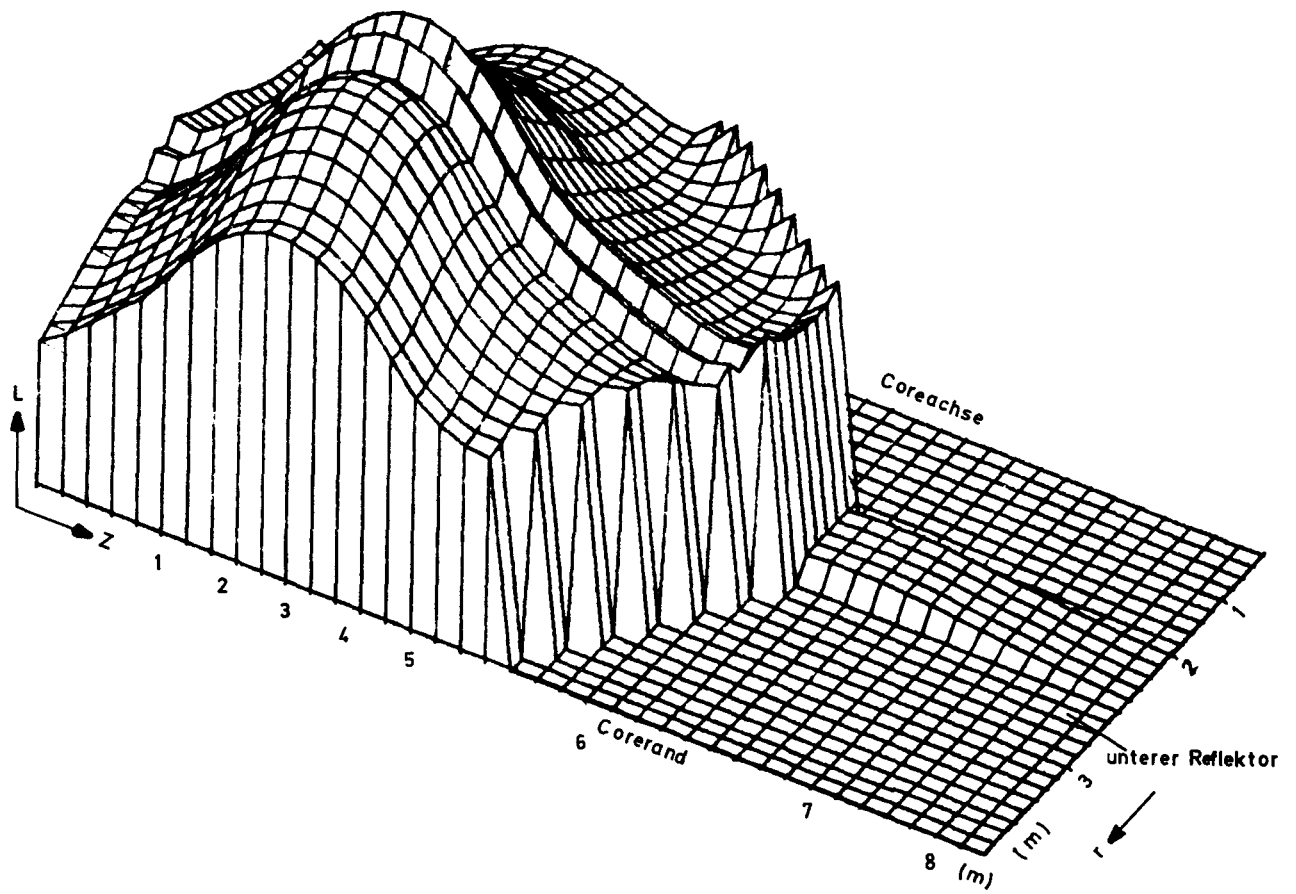
Feststellung, daß durch eine andere Reflektorstabposition bei gleicher Kritikalität und gleichem Lastfall während des Betriebes das Leistungsmaximum verschoben werden kann.

Eine weitere Anmerkung ist in diesem Zusammenhang noch zu der Regelung mit homogener Reflektorvergiftung zu machen. Wenn alle Stäbe eingetaucht sind, entsteht bei einem Stababstand von 40 cm voneinander eine negative Reaktivität von 3%. Beim Betriebsfall, also bei Freigabe dieser 3%, soll ein Teil der Stäbe völlig gezogen sein, der Vorhang soll also durchsichtig sein. Wird für den Teillastfall noch mehr Reaktivität freigegeben, werden weitere Stäbe ganz aus dem Reflektor gezogen. Der Vorgang wird nach Bedarf solange fortgesetzt, bis nur noch wenige Reflektorstäbe ganz eingetaucht sind. Diese führen aber zu einer starken Flußdeformation in ihrer unmittelbaren Nähe, und man sieht, daß eine  $\varphi$ -symmetrische Betrachtungsweise nicht mehr gerechtfertigt ist. Erst wenn sich keine Stäbe mehr im Reflektor befinden, ist die Symmetrie wieder hergestellt.

### 3.7 Perspektivische Darstellung der Leistungs- und Temperaturverteilung im Core

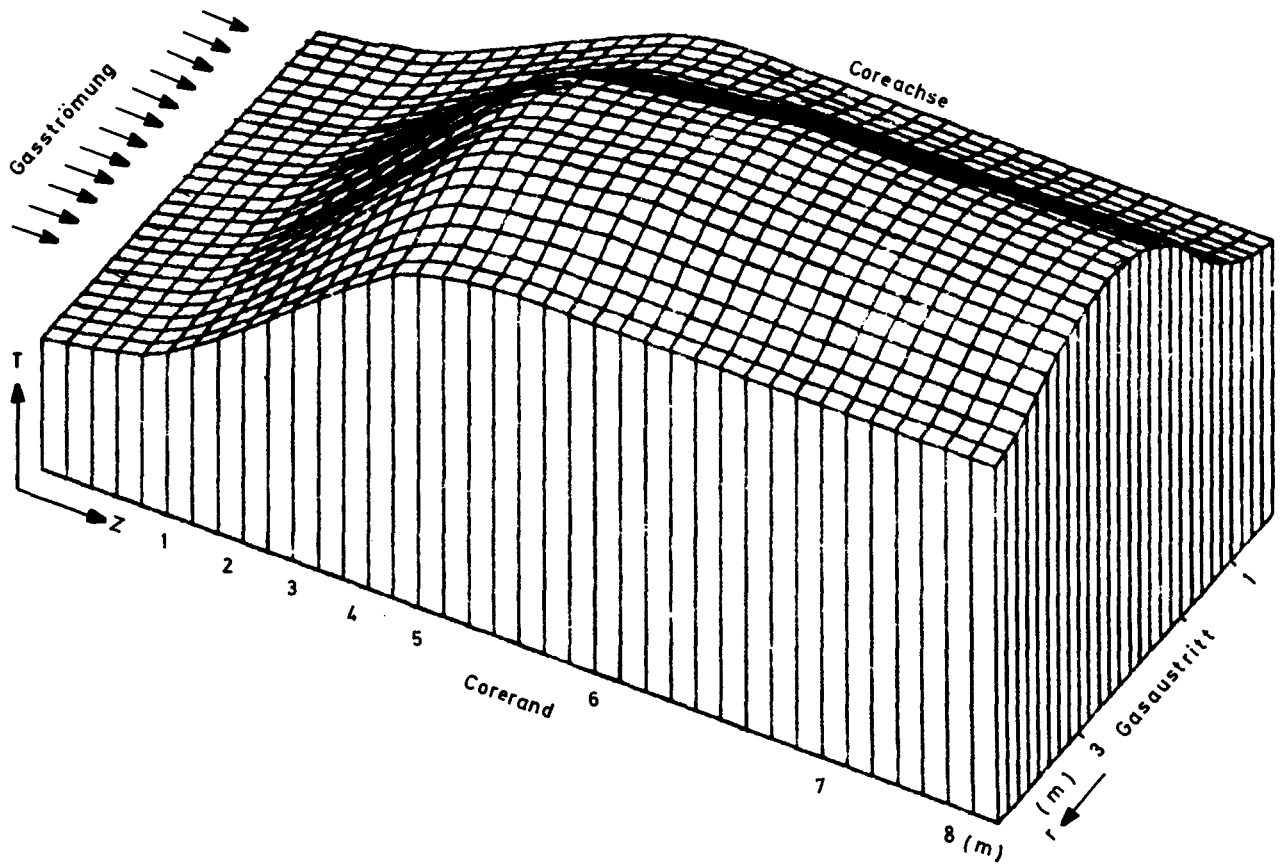
Einen guten Gesamteindruck über die Leistungsdichte und Temperaturverteilung im Core vermittelt die perspektivische Darstellung in der r-z-Ebene [13] (Abb. 65 und 66). Die Coreachse befindet sich bei diesen Darstellungen im Hintergrund und der Corerand im Vordergrund. Der obere Corebereich ist links, der untere rechts gezeichnet. Die Gasströmung verläuft also von links nach rechts in der Bildebene. Die Maschenpunkte sind äquidistant aufgezeichnet, wie aus der Meteraufteilung der r- und z-Achse zu entnehmen ist. Dadurch erscheint der untere Reflektor gegenüber dem Core unverhältnismäßig groß.

Die Leistungsdichte steigt bis zur Mischzone allmählich an. Da in der Mischzone zwei Maschenpunkte in radialer Richtung gesehen liegen, erscheinen zwei treppenförmige Sprünge. Danach fällt die Leistung zum Reflektor hin ab. Axial gesehen kommt die Wirkung des unteren Reflektors auf die Leistung deutlich zum Ausdruck. Das Gastemperaturfeld erreicht sein Maximum kurz vor dem Core-austritt und ändert sein profil bis zum Reflektoraustritt kaum noch.



Leistungsdichte im Core

Abb. 65



Gastemperaturprofil im Core

Abb. 66



#### 4. Schlußbetrachtung

Die Reflektorregelung wirft eine Reihe von Problemen auf, die bei im Core einfahrenden Regelstäben nicht aufzutreten brauchen. Zwar bringt die Forderung nach einem hohen Reaktivitätshub im Reflektor auch gleichzeitig ein flaches Temperaturprofil mit sich, weil die Außenzone mit mehr Spaltstoff angereichert werden muß, jedoch stellen sich bei Lastschwankungen kurzzeitig sehr unterschiedliche radiale Leistungs- und Temperaturverteilungen ein. Nimmt man die bei Lastwechsel auftretenden über dem geforderten Maximalwert liegenden Temperaturen in Kauf, lassen sich eine Reihe von Kreisläufen angeben, die eine Reflektorregelung bei einem Zweizonencore mit 600 MWe-Leistung sicher zulassen.

Bei größeren Cores mit höheren Leistungseinheiten wird es dagegen immer schwieriger, mit einer Zweizonenordnung bei dem geforderten Hub die Temperaturen einzuhalten. Die Leistungsgrenze liegt bei 600 MWe. Ein 1200 MW-Reaktor müßte mindestens als Dreizonencore ausgelegt sein, um die technische Realisierbarkeit zu gewährleisten.

Eine sehr gute Lösung auch schon für einen 600 MWe-Reaktor wäre dagegen eine Kombination aus core- und reflektorseitiger Regelung. Für die Feinregelung im Core spricht die bessere Beherrschbarkeit der Fluß- bzw. Leistungs- und Temperaturschwankungen im Corezentrum. Für die Regelung im Reflektor spricht einmal das erreichbare flachere radiale Temperaturprofil und zweitens eine Ausnutzung der ohnehin aus dem Core ausfließenden Neutronen für Regelzwecke. Würde man die Aufgaben der Feinregelung auf beide Varianten aufteilen, wären auch für höhere Leistungseinheiten bezüglich der Neutronenökonomie und Temperaturbedingungen keine Probleme zu erwarten.

## 5. Literaturnachweis

- [1] Blomstrand: D.P. Report 575: A Fuel Cycle Theory with Two Computer Programmes for On-Load Refuelled Thermal Converter Reactors
- [2] Nyffenegger: The Dragon Nuclear Data Library III, D.P.Report 420
- [3] Gießer, Massimo, Rappel: Die neue MUPO-Datenbibliothek (Library V), BBK-Arbeitsbericht E1-69/77
- [4] Console, M., Danerit, Salina, E.: EREBUS-Multi Group Diffusion-Depletion Programmes in Two Dimensions for the IBM-360 FN-E-88
- [5] Kern, E.: Die turbulente Gasströmung vom Typ des Kugelhaufenreaktors, Atomkernenergie, 4/1962/121
- [6] Emmelmann: AVR-Atomkraftwerk, Gasströmung im Kugelhaufenreaktor, BBK-Aktennotiz vom 15.6.1962
- [7] Surand, P.: THTR-Projekt, Analysis of Fuel Element and Coolant-Gas Temperature Distributions in Pebble Bed Reactors, BBK-Aktennotiz vom 24.2.1965
- [8] Weicht: THTR-Projekt, Beschreibung des Rechenprogrammes "NECKAR" , BBK-Aktennotiz vom 14.5.1965
- [9] Kling, G.: Forsch.Ing.-Wes. 9, 82 (1938); z.VDI, 84,85(1940)
- [10] Sonntag, G.: Chem.-Ing.-Technik, 32, 317 (1960)
- [11] Hansen: Studie zum Lastverhalten des THTR 300 MW-Prototypkraftwerkes
- [12] Ermisch: Brüter-Studie, Coreauslegung und Versuchsarbeiten zum 600 MWe-Reaktor, BBK-Besprechungsbericht vom 2.4.68, PL-68/21
- [13] Janicke: Plotterprogramm für IBM 365/75 (unveröffentlicht)